

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

TEICHMANN JIRI

PREMIERE THESE

LES MICROINSTABILITES DANS LE PLASMA PENETRE PAR UN
CHAMP H. F. ELECTROMAGNETIQUE

recouvrant en partie la thèse de Doctorat ès-Sciences
Physiques enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro A.O. 5968

Soutenues le 17 Juin 1971 devant la Commission d'Examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

D. QUEMADA
D. LEPECHINSKY
A. SAMAIN

} Examineurs

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

TEICHMANN JIRI

PREMIERE THESE

LES MICROINSTABILITES DANS LE PLASMA PENETRE PAR UN
CHAMP H. F. ELECTROMAGNETIQUE

recouvrant en partie la thèse de Doctorat ès-Sciences
Physiques enregistrée au C.N.R.S. sous le numéro A.O. 5968

Soutenues le 17 Juin 1971 devant la Commission d'Examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

D. QUEMADA
D. LEPECHINSKY
A. SAMAIN

} Examineurs



C O N T E N U

	<u>Pages</u>
0. INTRODUCTION	1
1. PLASMA SANS COLLISIONS DANS LE CHAMP MAGNETIQUE OSCILLANT	5
1.1. Perturbation de la fonction de distribution	5
1.2. Les instabilités du cône de pertes	9
1.3. Les instabilités de dérive	13
1.4. Les champs H.F. multipériodiques	17
2. PLASMA SANS COLLISIONS. L'EFFET DES COMPOSANTES ELECTRIQUES DU CHAMP H.F.	21
2.1. Perturbation de la fonction de distribution	21
2.2. Les instabilités de dérive dans le plasma avec plusieurs composantes	26
2.3. L'influence de la modulation du champ de confinement	30
3. PLASMA AVEC COLLISIONS. LE CHAMP H.F. DE BASSE IMPEDANCE	32
3.1. Les instabilités de dérive	32
3.2. Les instabilités du type hélicoïdal	37
3.3. Les instabilités de dérive dans le champ H.F. inhomogène	40

4. PLASMA SANS COLLISIONS DANS UNE ONDE AVEC UNE POLARISATION CIRCULAIRE	45
4.1. Propriétés diélectriques du système Plasma-Onde	45
4.2. L'équation de dispersion	52
4.3. Conditions de stabilité	56
4.4. Les instabilités du cône de pertes	60
4.5. Les instabilités de dérive	66
5. VERIFICATION EXPERIMENTALE	68
6. CONCLUSION	71
7. APPENDICES	76
8. BIBLIOGRAPHIE	83

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX qui m'a fait l'honneur de patronner cette thèse et dont les encouragements m'ont permis d'effectuer ce travail.

Je veux remercier également Messieurs les Membres du Jury.

Je remercie Monsieur le Haut-Commissaire du Commissariat à l'Energie Atomique J. YVON, dont l'aide m'a permis de terminer cette thèse.

Monsieur T. CONSOLI a bien voulu me donner la permission de conduire ce travail dans le Service d'Ionique Générale ; je l'en remercie vivement.

0. INTRODUCTION

L'une des plus grandes difficultés qui empêchent la réalisation de plasmas thermonucléaires, sont les oscillations propres du plasma : soit les instabilités de la surface du plasma, soit les oscillations dues aux processus collectifs : les microinstabilités. Les instabilités macroscopiques peuvent être plus ou moins supprimées soit par le choix propre de la topologie du champ magnétostatique assurant le confinement, soit par l'interaction de la surface du plasma avec la couche du gaz froid où, probablement, à l'aide des méthodes de la stabilisation basées sur la contreréaction. D'autre part, la stabilisation des microinstabilités est assez difficile par les méthodes classiques, telles que l'utilisation du champ magnétique avec "shear", etc ...

C'est pourquoi il semble utile d'étudier l'influence des champs électromagnétiques oscillants sur les instabilités.

L'application des champs H.F. pour la stabilisation de "Pinch" date de 1958 (BERKOWITZ J., GRAD H., RUBIN H. (1), BUTLER J.W., HATCH A.J., ULRICH A.J. (2),

TAYLER R.J. (3), CLAUSER M.V., WEIBEL E.S. (4), WEIBEL E.S. (5), OSOVETS S.M. (6), VOLKOV T.F., KADOMTSEV B.B. (7), TROYON F. (8), RIBE F.C., ROSENFELD W.B. (9)). Le résultat de ces travaux peut être exprimé approximativement comme une modification de la condition KRUSKAL-SHAFRANOV qui devient, sous l'influence de la composante magnétique H.F., une équation de Hill. Le spectre des modes propres du plasma se trouve partagé dans les zones instables et stables de l'équation de Hill, ainsi plusieurs modes sont stabilisés. Les travaux expérimentaux sont en accord avec la théorie, sauf en ce qui concerne les instabilités de longueurs d'ondes courtes (ORLINSKI D.V., OSOVETS S.M., SINITSIN V.I. (10), ANDELFINGER C., LEHNER G. (11)). Cette méthode de stabilisation est basée en fait sur l'action des forces H.F. dues aux champs H.F. inhomogènes (TEICHMANN J. (12, 14), MOTZ H. WATSON C.J.M. (13)).

Du point de vue de la stabilisation dynamique des microinstabilités, plusieurs travaux ont été consacrés aux modèles de plasma de Vlasov ou de Boltzmann. On a proposé (FAINBERG Ja.B., SHAPIRO V.D. (15), 1967, DOBROVOLNY M., ENGELMANN F., LEVINE A.M. (16), LEPECHINSKY D., ROLLAND P. (17), 1969, OKAMOTO M., AMANO T., KITAO K. (18), 1970) d'appliquer un champ électrique dipolaire pour supprimer les instabilités de dérive. La variation périodique de la température des électrons, due à l'accélération des particules dans le champ H.F., change les seuils de l'instabilité dans l'espace des paramètres donnés du plasma et diminue, moyennant certaines conditions sur la fréquence du champ H.F., le taux de croissance des instabilités. Les mesures (NISHIDA Y., TANIBAYASHI M., ISHII K. (19)), ont vérifié la théorie. Récemment, les champs H.F. inhomogènes ont été proposés pour la stabilisation des modes de dérive (SAMAIN A. (20),

1969, TEICHMANN J. {30, 31}, 1970, GUTKIN T.T., BOLES-LAVSKAYA G.T. (21), 1971, LEPECHINSKY, ROLLAND P., TEICHMANN J. {37}, 1971. L'influence de ces champs se caractérise par une compensation des vitesses diamagnétiques des particules, ce qui peut, dans certaines conditions, produire un effet stabilisant. La présence de la composante électrique du champ H.F. dans les plasmas, mène généralement, si l'amplitude est suffisamment élevée, à l'apparition des instabilités paramétriques (ALIEV Yu.M., SILIN V.P. {22}, SILIN V.P. {23}).

C'est pourquoi IVANOV A.A., RUDAKOV L.I., TEICHMANN J. {24, 25, 26} ont proposé déjà en 1967, de stabiliser les microinstabilités par un champ H.F. avec une composante magnétique dominante.

De cette manière sont éliminés les effets paramétriques, ainsi que le chauffage des électrons dans la couche de la pénétration du champ H.F. En même temps, cette méthode s'est montrée très efficace en ce qui concerne la stabilisation des microinstabilités les plus dangereuses ; les modes de dérive, les instabilités universelles, les modes cyclotroniques, les instabilités de flûte et du cône de pertes.

Le travail présenté, qui est basé sur plusieurs travaux effectués par l'auteur pendant les dernières années, est consacré essentiellement à l'étude de l'influence de ce type de champ H.F., ainsi que d'une onde polarisée circulairement sur les propriétés diélectriques du plasma et de cette façon, sur les microinstabilités de différents types.

Dans ce qui suit, nous exposerons d'abord (Chapitre 1) la théorie de la stabilisation du plasma sans collisions par les champs H.F. magnétiques. Cette théorie est

généralisée au Chapitre 2 pour le cas où les composantes électriques du champ H.F. ne peuvent pas être négligées. Au Chapitre 3, nous présenterons l'extension de la théorie pour les plasmas avec collisions. Au Chapitre 4, la théorie générale des propriétés diélectriques du plasma soumis à une onde polarisée circulairement est présentée ainsi que la discussion de l'influence de ce champ H.F. sur les instabilités principales du plasma sans collisions. Au Chapitre 5, nous présenterons les résultats de plusieurs travaux expérimentaux qui montrent l'effet stabilisant des champs magnétiques H.F. qui sont en bon accord avec la théorie. Enfin, au Chapitre 6, qui représente le résumé des résultats obtenus, une nouvelle méthode de diagnostic des instabilités est proposée.

Dans ce travail, on se limitera à la théorie linéaire. Les effets quasilineaires, couplage des modes et l'amortissement de Landau nonlinéaire sont supposés faibles.

1. PLASMA SANS COLLISIONS DANS LE CHAMP MAGNETIQUE OSCILLANT

1.1. Perturbation de la fonction de distribution

Supposons un modèle uni-dimensionnel d'un plasma de densité n_0 qui varie dans la direction $\vec{e}_x$. Le plasma se trouve dans le champ magnétostatique homogène $\vec{H}_0 = \vec{e}_z H_0$. Le plasma sans collisions avec β faible est soumis dans la couche de pénétration au champ H.F. magnétique orienté le long de l'axe $\vec{e}_y$, $\vec{H}_y = \vec{e}_y H \cos \Omega t$, $H \ll H_0$, $\Omega \ll |\omega_{ce}|$, où $\omega_{ce} = -|\omega_{ce}|$ est la fréquence cyclotron des électrons. L'énergie des particules n'étant pas influencée par le champ H.F. magnétique superposé, la perturbation de la fonction de distribution des particules $f_{0,\alpha}(\epsilon, x)$, $\alpha = e, i$ dans le domaine des basses fréquences $\omega \ll |\omega_{ce}|$ pour les perturbations électrostatiques,

$$\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial \vec{r}} \Phi$$

peut être trouvé à partir de l'équation cinétique dans l'approximation de dérive

$$\frac{\partial}{\partial t} f_\alpha + v_{||} \left(\vec{h} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) f_\alpha + \frac{c}{H_0} (\vec{E}_{ef} \times \vec{h}) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_\alpha + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} (\vec{h} \cdot \vec{E}_{ef}) \frac{\partial}{\partial v_{||}} f_\alpha \approx 0 \quad (1.1)$$

$$\text{où } \vec{E}_{\text{ef}} = \vec{E}_{\text{ef}}^{\sim} - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \Phi$$

$$\vec{E}_{\text{ef}}^{\sim} = \vec{E}^{\sim} - \frac{m_{\alpha}}{e_{\alpha}} \frac{d}{dt} (\vec{E}^{\sim} \times \vec{h}) - \frac{m_{\alpha}}{e_{\alpha}} v_{\parallel} \frac{d}{dt} \vec{h}$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_{\parallel} \left(\vec{h} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) + \frac{c}{H_0} (\vec{E}^{\sim} \times \vec{h}) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}$$

$$\vec{h} = \frac{\vec{H}_0 + \vec{H}^{\sim}}{H_0}$$

Dans le cas étudié, (le champ H.F. de basse impédance, $\Omega \ll \omega_c$) la composante $\vec{E}^{\sim}$ peut être négligée, $\vec{E}^{\sim} \approx 0$. (Voir App. III). Le vecteur $\vec{h}$ est défini par

$$\vec{h} = \vec{e}_z + \vec{e}_y \frac{H^{\sim}}{H_0} \cos \Omega t.$$

Notons que $\vec{h} \cdot \vec{h} = 1 + 0 \left(\frac{H^{\sim}}{H_0} \right)^2$. Le potentiel électrostatique Φ ainsi que la partie de la fonction perturbée des particules, de sorte que α , f_{α}^1 sont dans la représentation de Fourier proportionnels à $\exp i (\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$. On trouve dans l'approximation WKB pour f_{α}^1 ($\text{Im } \omega > 0$, $k_{\perp} = k_y$, $k_x = 0$,

$$k_{\parallel} = \frac{\vec{k}_0 \cdot \vec{H}_0}{H_0} :$$

$$\begin{aligned} f_{\alpha}^1(\vec{k}, t) = & \Phi_{k, \omega} \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\partial f_{0, \alpha}}{v_{\parallel} \partial v_{\parallel}} e^{-i \omega t} + \Phi_{k, \omega} e^{-i \omega t} \left\{ \frac{c}{H_0} k_{\perp} \frac{\partial f_{0, \alpha}}{\partial x} + \right. \\ & + \omega \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\partial f_{0, \alpha}}{v_{\parallel} \partial v_{\parallel}} \left. \right\} \cdot \left\{ \sum_{\ell=-\infty}^{+\infty} \frac{J_{\ell}^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\parallel}}{\Omega} \frac{H^{\sim}}{H_0} \right)}{k_z v_{\parallel} - \omega + \ell \Omega} + \right. \\ & + \sum_{\substack{\ell, s=-\infty \\ \ell \neq 0}}^{+\infty} \frac{J_{\ell} \left(\frac{k_{\perp} v_{\parallel}}{\Omega} \frac{H^{\sim}}{H_0} \right) J_s \left(\frac{k_{\perp} v_{\parallel}}{\Omega} \frac{H^{\sim}}{H_0} \right)}{k_z v_{\parallel} - \omega + \ell \Omega} e^{i(\ell-s) \Omega t} \left. \right\} \end{aligned}$$

De cette expression, il suit que $f_{\alpha,k}^1$ se compose de termes proportionnels à $e^{-i\omega t}$ et de termes oscillant rapidement avec la fréquence $\sim p \Omega$. En prenant la valeur moyenne de cette expression pendant l'intervalle de temps $\tau \sim \Omega^{-1}$, on trouve :

$$\begin{aligned} \langle f_{\alpha,k,\omega}^1 \rangle_{\tau} = \Phi_{k,\omega} \left\{ \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial v_{\parallel}} + \frac{J_0^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\parallel}}{\Omega} \frac{H_{\sim}}{H_0} \right)}{k_z v_{\parallel} - \omega} \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{c}{H_0} k_{\perp} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial x} + \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \omega \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial v_{\parallel}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (1.2)$$

L'expression (1.2) a été établie dans le travail de IVANOV A.A., RUDAKOV L.I., TEICHMANN J. (24, 25, 26). Elle donne la possibilité d'expliquer physiquement la modification des propriétés diélectriques du plasma ainsi que le mécanisme de la stabilisation des perturbations. Les perturbations du potentiel Φ et de la densité $n_{0,\alpha}$ à l'équilibre, ont une forme de flûtes orientées dans la direction de $\vec{H}_0$ si $k_{\parallel}$ est assez faible. La composante perpendiculaire (azimutale) du champ magnétique H.F., qui varie avec la fréquence $\Omega \gg \omega$, où ω est la fréquence propre des perturbations, communique aux particules un degré de liberté supplémentaire à travers le champ magnétostatique $\vec{H}_0$. L'effet de rotation Larmor est ici négligé. La ligne de force de champ instantanée intercepte périodiquement les perturbations en flûte. Les électrons ou les ions qui se déplacent à la vitesse thermique v_{th} le long des lignes de force instantanées, peuvent de cette façon franchir la distance entre des flûtes voisines, laquelle est proportionnelle à la longueur d'onde perpendiculaire, $\lambda_{\perp} \sim k_{\perp}^{-1}$ de ces perturbations. De cette manière, les particules atténuent le champ électrique des perturbations ainsi que la variation spatiale de la densité. Ce mécanisme a lieu si

$$\frac{k_{\perp} v_{th}}{\Omega} \frac{H_{\sim}}{H_0} > 1$$

Si l'on compare cette condition avec l'expression (1.2), on s'aperçoit que la quantité discutée est l'argument des fonctions de Bessel dans (1.2). Si cet argument est assez élevé, le multiplicateur

$$J_0^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\parallel}}{\Omega} \frac{H_{\sim}}{H_0} \right)$$

est très faible, ce qui diminue considérablement la partie de la fonction de distribution qui correspond aux déviations de la distribution d'équilibre de Boltzmann, représentée par le premier terme dans (1.2).

En suivant le travail de IVANOV A.A., RUDAKOV L.I., TEICHMANN J. (25) nous étudierons l'influence du champ $\vec{H}_{\sim}$ sur quelques microinstabilités ayant des $k_{\parallel}$ faibles.

1.2. Instabilités du cône de pertes et cyclotroniques

Dans un plasma homogène, $\frac{\partial f_{o,\alpha}}{\partial x} = 0$, possédant la distribution des ions du type cône des pertes, l'équation de dispersion s'écrit pour $\omega_{pi} \gg \omega_{ci}$, $k_{||} \ll k_{\perp}$

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{k_{||}^2}{k^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{thi}^2} F\left(\frac{\omega}{k v_{thi}}\right) \quad (1.3)$$

où $F\left(\frac{\omega}{k v_{thi}}\right)$ est l'intégrale définie sur la distribution des ions (POST R.F., ROSENBLUTH M.N. (27)). Le premier terme à droite représentant le mouvement des électrons le long du champ magnétostatique, est modifié sous l'influence du champ H.F. et prend la forme suivante ($\Omega \ll \omega_{ce}$, $\Omega \gg \omega_{ci}$) :

$$- 2 \left(1 - \omega P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_{o,e} J_o^2(v v_{||})}{\omega - k_{||} v_{||}} dv_{||} \right) \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{the}^2}, \quad v = \frac{k_{\perp}}{\Omega} \frac{H_{\sim}}{H_o} \quad (1.4)$$

où P signifie la valeur principale de l'intégrale. Pour obtenir (1.4) on a utilisé l'expression (1.2) pour les électrons. Pour des valeurs

$$\frac{k_{\perp}}{\Omega} \frac{H_{\sim}}{H_o} v_{the}$$

suffisamment élevées,

$$\omega P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_{o,e} J_o^2(v v_{||})}{\omega - k_{||} v_{||}} dv_{||} < 1$$

et le premier terme à droite dans (1.3) devient négatif. L'analyse de Nyquist montre dans ce cas que le plasma est stable. Pour que l'inégalité discutée soit satisfaite, il est suffisant que

$$\frac{k_{\perp} v_{the}}{\Omega} \frac{H_{\sim}}{H_o} \gtrsim 1,$$

ce qui conduit pour $\frac{\omega}{k} < v_{the}$ à une condition pour l'amplitude du champ H.F.

$$\frac{H}{H_0} > \frac{v_{thi}}{v_{the}} \quad (1.5)$$

Si le plasma est inhomogène, on peut prendre la fonction de distribution des ions dans la forme (25) :

$$f_{0,i} = m_i \frac{(T+T_1)}{T^2} e^{-\frac{m_i v_{\perp}^2}{2T}} \left(1 - e^{-\frac{m_i v_{\perp}^2}{2T_1}} \right)$$

où $T_1 \leq T$, $\frac{\partial f_{0,i}}{\partial v_{\perp}} > 0$ pour $v_{\perp} < v_c$, $v_c^2 = \frac{1}{m_i} 2 \frac{T T_1}{T+T_1}$. L'équation de dispersion déduite de l'équation de Poisson, en supposant la neutralité à l'équilibre, s'écrit donc :

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + 2 \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{the}^2} (1 - A_e) - A_e \frac{k_{\perp}^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}}{\omega \omega_{ce}} \frac{\partial \ln n_0}{\partial x} - i \sqrt{\pi} \frac{\omega}{|k| v_c} \frac{\omega_{pi}^2}{k^2} m_i \cdot \frac{T+T_1}{T^2} \left(1 - \left(\frac{T_1}{T+T_1} \right)^{1/2} \right) = 0 \quad (1.6)$$

soit :

$$A_e = \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\parallel} J_0^2(v_{\parallel}) f_{0,e}(v_{\parallel})$$

L'analyse de cette équation montre que (1.6) possède en général des solutions instables. Le taux de croissance $\gamma \equiv \text{Im } \omega$ pour $1 - A_e \gg (\rho_i/L)^{1/2}$

$$\gamma = \frac{2 A_e^2 \omega_*^2}{|k| v_c (2(1-A_e) \frac{T}{T_c} + k^2 (\rho_e^2 + r_{Di}^2))^2} \sqrt{\pi} \frac{T+T_1}{T} \left(1 - \left(\frac{T_1}{T+T_1} \right)^{1/2} \right) \quad (1.7)$$

est nettement diminué par l'effet du champ H.F. lorsque $A_e \ll 1$. Dans l'équation (1.7) nous avons noté : la fréquence de dérive

$$\omega^* = - k_{\perp} \frac{c}{e} \frac{T}{H_0} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0,$$

le rayon de Larmor

$$\rho_{\alpha}^2 = \frac{m_{\alpha} T_{\alpha} c^2}{e^2 H_0^2},$$

le rayon de Debye

$$r_{D\alpha}^2 = \frac{T_{\alpha}}{4 \pi n_0 e^2}.$$

La dépendance de la valeur de l'intégrale

$$A = - \int_{-\infty}^{+\infty} J_0^2(\gamma x) e^{-x^2} dx$$

sur le paramètre γ est donnée dans la Fig. 1.

Les autres instabilités, qui se caractérisent par des taux de croissance assez élevés et qui contribuent d'une manière très importante à la diffusion anormale, sont les instabilités cyclotroniques avec des fréquences voisines des harmoniques cyclotron des ions, $\omega \sim s \omega_{ci}$. Pour pouvoir montrer l'influence du champ $\vec{H}$ sur ce type de perturbations, on considérera ici la fonction de distribution des ions sous forme de fonction de Dirac :

$$f_{0,i} = (2\pi)^{2/3} m_i^{1/2} T_i^{-1/2} e^{-\frac{m_i v_{\perp}^2}{2 T_i}} v_{\perp}^{-1} \delta(v_{\perp} - v_{\perp}^0)$$

En prenant l'expression (1.2) pour la distribution des électrons, l'équation de dispersion prend la forme suivante :

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + 2 \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{the}^2} (1-A_e) - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \frac{\omega}{\omega + s\omega_{ci}} \frac{1}{p} \frac{\partial}{\partial p} J_s^2(p) = 0 \quad (1.8)$$

où $p = \frac{k_{\perp} v_1^0}{\omega_{ci}}$. On a supposé que le champ H.F. n'avait aucune influence sur la dynamique des ions grâce à $\Omega \gg \omega_{ci}$. Pour les instabilités dont la fréquence est voisine en première harmonique, on obtient à partir de (1.8) :

$$\omega^2 = \frac{B \frac{\omega_{ci}^2}{2} + \frac{2}{p} J_0(p) J_1(p)}{B \frac{\omega_{ci}^2}{2} + \frac{2}{p} J_1(p) J_2(p)} \omega_{ci}^2 ; B = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + 2 \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{the}^2} (1-A_e) \quad (1.9)$$

En absence de champ H.F. ($A_e = 1$), l'équation (1.9) possède des solutions instables pour

$$\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \gg 1, \quad \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \ll 1$$

qui correspondent aux valeurs négatives des fonctions de Bessel $J_0(p)$, $J_1(p)$, $J_2(p)$, $2,4 < p < 5,14$; $5,5 < p < 8,4$, $p > 8,65$. Les instabilités cyclotroniques sont supprimées lorsque

$$\frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{the}^2} > \frac{2}{p} J_0(p) J_1(p) \text{ et } T_i \geq T_e.$$

La condition pour l'amplitude, nécessaire pour la stabilisation ($A_e < 1$), coïncide avec (1.5).

1.3. Les instabilités de dérive

Les instabilités de dérive, liées à l'inhomogénéité spatiale des paramètres du plasma (densité, température) sont caractérisées par des fréquences de l'ordre des fréquences de dérive ($\omega \sim \omega^*$), lesquelles sont inférieures à ω_{ci} . Supposons maintenant que $\Omega \ll \omega_{ci}$, $\Omega \gg \omega_i^*$ et négligeons l'influence du champ H.F. sur les électrons. L'équation de Poisson dans l'hypothèse de la neutralité à l'équilibre, conduit à l'équation de dispersion (25) :

$$1 + \frac{T_i}{T_e} - \frac{1}{n_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\parallel} \frac{\omega_i^* \left(1 - \frac{\eta_i}{2} + \eta_i \frac{v_{\parallel}^2}{v_{thi}^2}\right) + \omega}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} J_0^2(v v_{\parallel}) f_{0,i} = 0 \quad (1.10)$$

où $\eta_i = \frac{\partial \ln T_i}{\partial \ln n_0}$, $T_i \sim T_e$. La solution de l'équation (1.10), définie au voisinage de $\text{Im } \omega = 0$

$$\omega = \omega_i^* \left(\frac{\eta_i}{2} - 1\right) \frac{A_i}{2-A_i}, \quad k_{\parallel}^2 = \frac{\omega_i^{*2}}{v_{thi}^2} \left(\frac{\eta_i}{2} - 1\right) \eta_i \frac{A_i^2}{2(2-A_i)} \quad (1.11)$$

montre que la condition d'instabilité $\eta_i > 2$, n'est pas changée sous l'influence du champ H.F. D'autre part, le taux de croissance qui peut être trouvé à partir de l'équation (1.10) en supposant $\omega \gg k_{\parallel} v_{\parallel}$:

$$\gamma \approx -\sqrt{\pi} \frac{\omega^2}{|k_{\parallel}| v_{thi}} \frac{J_0^2\left(\frac{\omega}{\Omega} \frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \frac{H}{H_0}\right)}{A_i} e^{-\frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 v_{thi}^2}} \left(1 + \frac{\omega^2}{k_{\parallel}^2 v_{thi}^2} \frac{\eta_i}{1 - \frac{\eta_i}{2}}\right) \quad (1.12)$$

est réduit nettement tant que $A_i \ll 1$, étant donné que $\omega \approx A_i \omega_i^*$, (1.11). Jusqu'ici, nous avons discuté la branche des oscillations pour laquelle les effets cinétiques des électrons n'ont pas d'importance. Les instabilités, dites universelles, correspondant à l'autre branche des perturbations, sont excitées par les électrons résonants. La dispersion de ces modes est décrite par une généralisation de l'équation (1.10) qui prend la forme :

$$\sum_{\alpha} \frac{1}{T_{\alpha}} \left\{ 1 - \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{\parallel} \frac{\omega_{\alpha}^* \left(1 - \frac{\eta_{\alpha}}{2} + \eta_{\alpha} \frac{v_{\parallel}^2}{2} \right) + \omega}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} J_0^2(v v_{\parallel}) f_{0,\alpha} \right\} = 0 \quad (1.13)$$

Dans les équations (1.10) et (1.13), nous avons pris la fonction de distribution non perturbée Maxwellienne. Dans le domaine des vitesses de phase $v_{the} \gg \frac{\omega}{k_{\parallel}} \gg v_{thi}$, pour $\eta_i \approx 0$, la fréquence des oscillations est diminuée

$$\omega = - \omega_e^* \frac{A_i}{1 + \frac{T_e}{T_i} (1 - A_i)}$$

L'équation de dispersion (1.13) conduit à

$$\gamma = \sqrt{\pi} \frac{\omega_e^{*2}}{|k_{\parallel}| v_{the}} J_0^2 \left(\frac{\omega}{\Omega} \frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \frac{H_{\sim}}{H_0} \right) A_i \frac{1 + \frac{T_e}{T_i} (1 - A_i) - \frac{\eta_e}{2}}{\left[1 + \frac{T_e}{T_i} (1 - A_i) \right]^3} \quad (1.14)$$

Le taux de croissance γ est réduit d'une manière similaire à l'équation (1.12).

On peut montrer que le domaine de l'instabilité pour les oscillations de grandes longueurs d'onde ($k \rho_i \ll 1$) est élargi par l'influence du champ H.F., ce qui est exprimé par la condition de l'instabilité :

$$\eta_e < 2 \left(1 + \frac{T_e}{T_i} (1 - A_i) \right) \quad (1.15)$$

La réduction de γ est importante, par exemple pour les perturbations dont la vitesse de phase est de l'ordre de la vitesse thermique des électrons, $\frac{\omega}{k_{\parallel}} \lesssim v_{the}$, le champ H.F. tel que $\frac{H_{\sim}}{H_0} \sim k_{\perp} \rho_i$, $\Omega \sim \omega_e^*$, on trouve que $\gamma = \gamma_0 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2}$ où γ_0 est la valeur de taux de croissance dans le plasma en absence de champ H.F.

Nous montrerons ici encore l'influence stabilisante de $H_{\sim}$ sur les modes en flûte dans le plasma avec un champ magnétostatique inhomogène. Le gradient $\frac{\partial}{\partial \vec{r}} H_0$ est simulé par l'introduction d'une force de gravitation :

$$g \approx \frac{T_i}{m_i} \frac{\partial}{\partial x} \ln H_0,$$

orientée dans la direction perpendiculaire à la surface du plasma. Supposons que

$$\frac{H_{\sim}}{H_0} < \frac{k_{\perp} v_{thi}}{\Omega},$$

$$\left| \frac{\omega_g}{\omega_e^*} \right| \approx \left| \frac{\partial \ln H_0}{\partial \ln n_0} \right| \ll 1$$

l'équation de dispersion

$$2 \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{the}^2} \left(1 - \frac{\omega_e^* + \omega}{\omega} A_e \right) = - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}} \frac{k_{\perp}}{k^2} \frac{1}{(\omega - \omega_g)} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 \quad (1.16)$$

où $\omega_g = \frac{k_1 g}{\omega_{ci}}$ conduit à la condition de stabilité suivante

$$1 - A_e > 4 \left| \frac{\omega_g}{\omega_i^*} \right| k^2 \rho_i^2 \quad (1.17)$$

Pour les grandes valeurs de l'argument de la fonction de Bessel dans l'expression A_e , on arrive à la condition pour l'amplitude du champ H.F.

$$\frac{H}{H_0} > \left| \frac{\partial}{\partial x} \ln H_0 \right| \rho_e$$

nécessaire pour la stabilisation de ces perturbations. Dans les systèmes réels, une autre condition

$$\frac{H}{H_0} > \frac{2 \pi R}{m_\phi L} \quad (1.18)$$

doit être satisfaite. Ici, R signifie le rayon de la colonne du plasma, L sa longueur, m_ϕ le nombre d'onde azimutal de la perturbation. Cette condition assure que la ligne de force du champ magnétique instantané coupe les flûtes voisines.

1.4. Les Champs H.F. Multipériodiques

Dans l'analyse précédente, nous avons étudié la modification des propriétés diélectriques des plasmas soumis à un champ H.F. monochromatique. Supposons maintenant le plasma pénétré par un champ multipériodique

$$\vec{H} \sim = \vec{e}_y \sum_{s=1}^p H_s \cos (\Omega_s t + \psi_s) \quad (1.19)$$

tel que

$$|\Omega_r \pm \Omega_\ell| \gg \omega, \quad \Omega_s \gg \omega, \quad \ell, r, s = 0, 1, 2, \dots$$

Les dernières conditions entraînent qu'aucune fréquence de battement tombe dans le domaine de fréquences des perturbations ω . Par un calcul identique à celui des champs monopériodiques, la perturbation de la fonction de distribution peut être déterminée, pour chaque type de particules (25) dans la forme :

$$f_{\alpha, k}(t) = \phi_{k, \omega} \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{1}{v_{||}} \frac{\partial f_{0, \alpha}}{\partial v_{||}} e^{-i\omega t} + \phi_{k, \omega} e^{-i\omega t} \left(\frac{c}{H_0} k_\perp \frac{\partial f_{0, \alpha}}{\partial x} + \omega \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{1}{v_{||}} \frac{\partial f_{0, \alpha}}{\partial v_{||}} \right) .$$

$$\left(\frac{\sum_s \Pi_\ell J_{\ell s}^2 \left(\frac{k_\perp v_{||}}{\Omega_{\ell s}} \frac{H_s}{H_0} \right)}{k_{||} v_{||} - \omega + \sum_s \ell_s \Omega_s} + \sum_{\substack{s \\ \ell_s \neq p_s}} \frac{J_{\ell s} \left(\frac{k_\perp v_{||}}{\Omega_{\ell s}} \frac{H_s}{H_0} \right) J_{ps} \left(\frac{k_\perp v_{||}}{\Omega_s} \frac{H_p}{H_0} \right)}{k_{||} v_{||} - \omega + \sum_s \ell_s \Omega_s} e^{i \sum_s (\ell_s - p_s) \Omega_s t} \right)$$

Si les conditions (1.19) sont satisfaites, la valeur moyenne $\langle f_{k,\omega} \rangle_{\tau_0}$, où $\tau_0 \sim \frac{1}{\Omega_0}$, $\Omega_0 = \min(\Omega_s, |\Omega_p - \Omega_r|)$:

$$\langle f_{k,\omega} \rangle_{\tau_0} = \phi_{k,\omega} \left\{ \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial v_{\parallel}} + \frac{\frac{c}{H_0} k_{\perp} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial x} + \omega \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial v_{\parallel}}}{k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega} \cdot \right. \\ \left. \cdot \Pi_s J_0^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\parallel}}{\Omega_s} \frac{H_s}{H_0} \right) \right\} \quad (1.20)$$

diffère du (1.2) par un produit de p multiplicateurs

$$J_0^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\parallel}}{\Omega_s} \frac{H_s}{H_0} \right).$$

En dérivant l'expression (1.20), nous avons négligé les phases relatives ψ_s . En utilisant l'expression (1.20) dans la discussion précédente au lieu de (1.2), on voit immédiatement que l'effet de la stabilisation augmente rapidement avec le nombre p des fréquences appliquées. Le nombre p est pratiquement limité par les conditions (1.19) ; néanmoins, l'efficacité du champ H.F. est assez bonne aussi pour un champ H.F. bipériodique.

Notons que le mécanisme décrit ci-dessus possède une validité plus générale, TEICHMANN J. (28). Nous étudierons l'instabilité de deux faisceaux dans l'approximation électrostatique. En utilisant les variables (ALIEV Yu.M., SILIN V.P. (22))

$$v_\alpha = e_\alpha \delta n_\alpha \exp \left(i \int dt \vec{k} \cdot \vec{v}_\alpha \right),$$

le système des équations magnétohydrodynamiques, qui décrit l'évolution des perturbations de la densité δn_α , prend dans le champ électrique longitudinal et homogène multipériodique

$$\vec{E}(t) = \sum_{s=1}^P \vec{E}_s \sin(\Omega_s t + \psi_s) \quad (1.21)$$

la forme suivante

$$\frac{d}{dt} \vec{X} = \vec{M}(t) \cdot \vec{X} \quad (1.22)$$

Le vecteur $\vec{X}$ et le tenseur $\vec{M}(t)$ sont définis dans l'Appendice I. L'équation caractéristique du système (1.22) peut être obtenue en utilisant la méthode des valeurs moyennes lorsque $\omega \ll |\vec{k} \cdot \vec{u}| \ll \Omega_0$, $\omega_{pe} \ll \Omega_0$ (TEICHMANN J. (29)) :

$$\text{Det} \left\{ \lambda \vec{U} - \left(\langle \vec{M} \rangle_{\tau_0} + \langle \vec{M} \vec{M} \vec{M} \rangle_{\tau_0} + \dots \right) \right\} = 0$$

où $\vec{U}$ désigne le tenseur unité, le symbole $\langle \rangle_{\tau}$ signifie la valeur moyenne par rapport à $\tau_0 \sim \frac{1}{\Omega_0}$,

$$\vec{M} = \int d\tau' (\vec{M}(\tau') - \langle \vec{M} \rangle_{\tau'}) .$$

Pour les valeurs propres $\lambda_1 = \lambda_2^* = i\omega$, $\lambda_3 = \lambda_4^* = i(\omega - \vec{k} \cdot \vec{u})$ on obtient l'équation de dispersion

$$1 = \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - \vec{k} \cdot \vec{u})^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2}{\omega^2 (\omega - \vec{k} \cdot \vec{u})^2} \left(1 - \langle \Phi_+ \rangle_{\tau_0} \langle \Phi_- \rangle_{\tau_0} \right) \quad (1.23)$$

$$\text{où } \Phi_{\pm} = \Pi_s \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_{ns}(a_s) \exp(\mp i n_s (\Omega_s + \psi_s)) .$$

Les instabilités à basses fréquences, $\omega \ll |\vec{k} \cdot \vec{u}|$, satisfont la condition de stabilité :

$$\omega_{pe}^2 > (\vec{k} \cdot \vec{u})^2 > \omega_{pe}^2 (1 - \langle \Phi_+ \rangle_{\tau_0} \langle \Phi_- \rangle_{\tau_0}) , \quad \omega_{pe}^2 \neq (\vec{k} \cdot \vec{u})^2 \quad (1.24)$$

La région de l'instabilité diminue avec le nombre p des fréquences Ω_s . La même conclusion est valable pour le taux de croissance

$$(\langle \Phi_+ \rangle_{\tau_0} \langle \Phi_- \rangle_{\tau_0} > \frac{m_e}{m_i}) :$$

$$\gamma \approx \frac{\sqrt{3}}{2} \omega_{pe} \left(\frac{m_e}{2 m_i} \langle \Phi_+ \rangle_{\tau_0} \langle \Phi_- \rangle_{\tau_0} \right)^{1/3} \quad (1.25)$$

Si le champ H.F. satisfait les relations $p \Omega_r + q \Omega_s + \dots \neq 0$, $p, q = 0, 1, 2, \dots$, les valeurs moyennes des expressions $\Phi_{\pm}$ peuvent être calculées :

$$\langle \Phi_+ \rangle_{\tau_0} \langle \Phi_- \rangle_{\tau_0} = \prod_s J_0(a_s) \prod_n J_0(a_n).$$

De là suit que γ est réduit pour les grandes valeurs de a quand le nombre p des composantes E_s augmente. On peut montrer aussi que le champ multipériodique est plus efficace que le champ monochromatique du point de vue de la stabilisation.

2. PLASMA SANS COLLISIONS. L'EFFET DES COMPOSANTES ELECTRIQUES DU CHAMP H.F.

2.1. Perturbation de la fonction de distribution

Dans le Chapitre 1, on a supposé que le plasma est soumis à un champ H.F. purement magnétique. Pratiquement, la composante magnétique est accompagnée d'une composante électrique dont la valeur dépend de l'impédance du système d'excitation. En adoptant le même modèle géométrique que dans le chapitre 1, nous supposons que le champ H.F., créé par un système de faible impédance, possède la composante magnétique dominante. Dans la couche de pénétration, le champ H.F. se compose de :

$$\vec{H} \sim = \vec{e}_y H \sim (x) \cos \Omega t \quad , \quad \vec{E} \sim = \vec{e}_z E \sim (x) \sin \Omega t \quad (2.1)$$

Le champ avec cette géométrie peut être excité par exemple à l'aide d'un système des conducteurs extérieurs, situés près de la surface du plasma et parcourus par un courant H.F., TEICHMANN J. (30), Fig. 2. Supposons que la fréquence Ω se trouve entre la fréquence de l'instabilité et la fréquence cyclotron des ions, $\omega \ll \Omega \ll \omega_{ci}$. La perturbation de la fonction de distribution peut se déterminer en utilisant l'équation cinétique (1.1) où le champ effectif, $\vec{E}_{ef}$, s'exprime comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{ef,\alpha} = & \vec{E} \sim - \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \Phi - \frac{m_\alpha}{e_\alpha} \frac{v_\perp^2}{2\omega_{c\alpha}} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \omega_{c\alpha} - \frac{m_\alpha}{e_\alpha} \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{h} \cdot \vec{v}) (\vec{h} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}) + \right. \\ & \left. + \vec{v}_D \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) \vec{v}_D - \frac{m_\alpha}{e_\alpha} (\vec{v} \cdot \vec{h}) \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{h} \cdot \vec{v}) (\vec{h} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}) + \vec{v}_D \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right) \vec{h} \quad (2.2) \end{aligned}$$

Le vecteur $\vec{h}$ est défini dans le Chapitre 1. L'approximation électrostatique est adoptée. Dans le champ $\vec{E}_{ef}$ figurent deux vitesses de dérive ; une excitée par l'influence des gradients du champ électrique inhomogène

$$\vec{v}_D = \vec{e}_y \frac{e_\alpha^2}{4 m_\alpha^2 \Omega^2 \omega_{c\alpha}} \frac{\partial}{\partial x} E^2 (1 - \cos 2 \Omega t)$$

et la seconde excitée par le gradient du champ magnétostatique $H_0(x)$:

$$\vec{v}_g = \vec{e}_x \frac{c}{H_0} \frac{m_\alpha}{e_\alpha} \frac{v_\perp^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} \ln H_0$$

Les deux vitesses sont orientées perpendiculairement au champ magnétostatique. En introduisant (2.2) dans (1.1), on trouve que la fonction de distribution d'équilibre doit être de la forme (TEICHMANN J. (31))

$$f_{0,\alpha} = f_{0,\alpha} \left(x + \frac{c}{H_0} \frac{m_\alpha}{e_\alpha} v_{||} \frac{H_0}{\Omega} \cos \Omega t - \frac{m_\alpha}{e_\alpha} \frac{c}{H_0} v_{D\alpha} \cos 2 \Omega t \right),$$

$$v_{||} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{E_0}{\Omega} \cos \Omega t \left(1 + 0 \left(\frac{H_0}{H_0} \right)^2 \right) \quad (2.3)$$

Après une transformation dans l'espace des vitesses, $w = v_{||} + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{E_0}{\Omega} \cos \Omega t$, l'équation cinétique (1.1) peut être intégrée le long des caractéristiques $w = \text{const.}$ Finalement, la fonction de distribution perturbée des particules d'espèce α prend la forme :

$$f_{\alpha,k}(w,t) = \phi_{k,w} e^{-i\omega t} \left\{ \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{1}{w} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial w} + \sum_{r,s} \right.$$

$$\frac{J_r(\mu_\alpha) J_s(\mu_\alpha) J_p(v_\alpha) J_q(v_\alpha) e^{i((r-s)+2(p-q)) \Omega t}}{k_{||} w + k_\perp (v_{D\alpha} + v_g) - \omega + (r + 2p) \Omega} .$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \{ (\omega - k_{\perp} (v_{D\alpha} + v_g) - (r+2p)\Omega) \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{1}{w} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial w} \Big|_1 + k_{\perp} \frac{c}{H_0} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial \xi} \Big|_1 + \\
& + \frac{r}{\mu_{\alpha}} \left(k_{\parallel} \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial w} \Big|_2 + k_{\perp} \frac{c}{H_0} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial \xi} \Big|_2 \right) + \frac{p}{v_{\alpha}} \left(k_{\parallel} \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial w} \Big|_3 + \right. \\
& \left. + k_{\perp} \frac{c}{H_0} \frac{\partial f_{0,\alpha}}{\partial \xi} \Big|_3 \right) \} \} \quad (2.4)
\end{aligned}$$

où

$$\mu_{\alpha} = \frac{k_{\perp}}{\Omega} w \frac{H_{\sim}}{H_0} - \frac{k_{\parallel}}{\Omega} \left(\frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{E_{\sim}}{\Omega} + v_g \frac{H_{\sim}}{H_0} \right), \quad v_{\alpha} = \frac{k_{\perp} v_{D\alpha}}{2 \Omega},$$

$$\xi = x + \frac{c}{H_0} \frac{m_{\alpha}}{e_{\alpha}} v_{\parallel} \frac{H_{\sim}}{H_0} \cos \Omega t - \frac{m_{\alpha}}{e_{\alpha}} \frac{c}{H_0} v_{D\alpha} \cos 2 \Omega t,$$

$$f_{0,\alpha} = f_{0,\alpha} \Big|_1 + f_{0,\alpha} \Big|_2 \cos \Omega t + f_{0,\alpha} \Big|_3 \cos 2 \Omega t.$$

Pour l'étude de l'évolution des instabilités à basses fréquences, $\omega \ll \Omega$, on peut se limiter à la valeur moyenne $\langle f_{\alpha k} \rangle_{\tau}$, $\tau \sim \frac{1}{\Omega}$. En utilisant cette approximation, on obtient enfin pour la perturbation de la densité pour $v_{\alpha} \ll 1$:

$$\begin{aligned}
\langle n_{\alpha,k,\omega} \rangle_{\tau} &= \phi_{k,\omega} \frac{n_{0,\alpha} e_{\alpha}}{T_{\alpha}} \left\{ 1 + \frac{1}{n_{0,\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} dw \frac{J_0^2(\mu_{\alpha}) f_{0,\alpha}(w)}{k_{\parallel} w + k_{\perp} (v_{D\alpha} + v_g) - \omega} \right. \\
&\quad \left. \cdot (\omega - k_{\perp} (v_{D\alpha} + v_g) + \omega_{\alpha}^*) \right\} \quad (2.5)
\end{aligned}$$

Dans l'analyse qui suit, nous supposons que la fonction $f_{0,\alpha}$ est Maxwellienne, $\frac{\partial}{\partial \vec{r}} T_{\alpha} = 0$,

$$f_{0,\alpha} = \frac{n_{0,\alpha}(\xi)}{\sqrt{\pi} v_{th\alpha}} \exp \left(- \frac{w^2}{v_{th\alpha}^2} \right).$$

L'intégrale dans l'équation (2.5) peut être calculée exactement. Nous donnons ici sa valeur pour

$$k_{\perp} v_{th\alpha} \gg k_{\parallel} \left(\frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{E}{\Omega} + v_g \frac{H}{H_0} \right) :$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dw \frac{J_0^2(\gamma w)}{w - \beta} e^{-w^2/v_{th}^2} = \sqrt{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{(2k)!}{(k!)^4} 2^{-2k} (\gamma v_{th})^{2k} \cdot \left(\frac{\beta}{v_{th}} \right)^{2k} \cdot \left[Z \left(\frac{\beta}{v_{th}} \right) + \sum_{s=0}^{k-1} \frac{(2s-1)!!}{2^s} \left(\frac{v_{th}}{\beta} \right)^{2s+1} \right] .$$

où

$$\gamma = \frac{k_{\perp}}{\Omega} \frac{H}{H_0} , \quad \beta = \frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} (v_{D\alpha} + v_g) - \frac{\omega}{k_{\parallel}} .$$

La fonction $Z \left(\frac{\beta}{v_{th}} \right)$ est la "fonction de dispersion du plasma", FRIED B.D., CONTE S.D. (32). Les intégrales du type

$$B_m = P \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{J_m^2(\gamma x) e^{-x^2}}{x - 1} \quad \text{où } \gamma = \frac{k_{\perp}}{\Omega} \frac{H}{H_0} v_{th}$$

ont été calculées numériquement. Dans la Fig. 1, sont tracées les intégrales B_m pour $m = 0, 1, 2$.

Le premier terme dans l'expression (2.5) représente une distribution d'équilibre de Boltzmann. Le champ H.F. change le deuxième terme qui correspond à une perturbation de la densité due au champ électrique d'instabilité. La composante électrique longitudinale du champ H.F., $E(x)$, excite la vitesse de dérive $\vec{v}_D$, qui déplace la bande des vitesses de phase résonantes à la vitesse thermique des particules. De sorte que $v_{D\alpha} \sim m_{\alpha}^{-1}$, l'influence de $E(x)$ sur les électrons est beaucoup plus prononcée. Dans la géométrie choisie, $\frac{\partial}{\partial x} E > 0$, $v_{De} > 0$ et les effets de la résonance des électrons ont lieu pour les vitesses élevées où le nombre des électrons diminue. De cette façon, pour les instabilités excitées par les électrons résonants, l'effet de la stabilisation peut être attendu.

D'autre part, le terme contenant $v_{D\alpha}$ dans le numérateur (2.5), compense la vitesse diamagnétique des particules. C'est un nouveau mécanisme de stabilisation. Finalement, la composante magnétique du champ H.F., dont l'influence s'exprime dans le multiplicateur $J_O^2(\mu_\alpha)$, réduit pour $\mu_\alpha \gtrsim 1$ le deuxième terme de l'équation (2.5) qui correspond à une déviation de l'état d'équilibre sans introduire aucun effet de résonance. C'est le mécanisme de la stabilisation décrit dans le Chapitre 1. Le terme $J_O^2(\mu_\alpha)$ représente le mouvement des particules à travers le champ magnétostatique $\vec{H}_O$.

2.2. Les instabilités de dérive dans les plasmas avec plusieurs composantes

Le modèle du plasma avec plusieurs composantes de différentes masses m_α , températures T_α et charges $Z_\alpha e_\alpha$ représente une classe importante des instabilités de dérive. Ce sont, par exemple, les instabilités causées par les ions lourds (d'impuretés) qui sont caractérisées par des taux de croissance importants et ne peuvent pas être stabilisées par le "shear". La deuxième classe correspond aux instabilités excitées par une population d'ions et d'électrons froids. Finalement, ce modèle peut plus ou moins bien représenter les instabilités des particules piégées qui sont importantes dans les systèmes toroïdaux.

Généralement, toutes les instabilités décrites satisfont l'équation de dispersion qui est basée sur l'expression (2.5) (31) :

$$\sum_{\alpha} \frac{n_{0,\alpha} Z_{\alpha}^2 e_{\alpha}}{T_{\alpha}} \left\{ 1 + \frac{1}{n_{0,\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} dw \frac{J_0^2(\mu_{\alpha}) f_{0,\alpha}(w)}{k_{\parallel} w + k_{\perp} (v_{D\alpha} + v_g) - \omega} \right. \\ \left. \cdot (\omega - k_{\perp} (v_{D\alpha} + v_g) + \omega_{\alpha}^*) \right\} = 0 \quad (2.6)$$

Supposons tout d'abord que le champ magnétique soit homogène, $v_g = 0$ et que les instabilités soient excitées par les ions lourds ($\alpha = I$), $m_I \gg m_i$. Les instabilités sont situées dans le domaine des vitesses de phase (COPPI B., FURTH H.P., ROSENBLUTH M.N., SAGDEEV R.F. (33)) :

$$v_{thI} < \frac{\omega}{k_{\parallel}} < v_{thi} \ll v_{the}$$

Les vitesses de dérive satisfont la relation suivante :
 $v_{DI} \ll v_{Di} \ll |v_{De}|$. En supposant que l'accélération des électrons par la composante électrique du champ H.F. est suffisamment faible

$$v_{E,e} \equiv \frac{e}{m_e} \frac{E}{\Omega} \ll \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$$

ce qui signifie que les instabilités ioniques-acoustiques ne peuvent pas être excitées pour $T_e \neq T_i$, l'équation de dispersion (2.6) conduit à la solution :

$$\omega - k_{\perp} v_{DI} = \omega_I^* \frac{n_I Z_I^2}{T_I} A_I \left(\frac{n_e}{T_e} + \frac{n_i}{T_i} + \frac{n_I Z_I^2}{T_I} (1 - A_I) + i\sqrt{\pi} \frac{n_i}{T_i} \frac{\omega + \omega_i^* - k_{\perp} v_{Di}}{k_{\parallel} v_{thi}} J_0^2(\lambda_i) \right)^{-1} \quad (2.7)$$

$$\text{où } \lambda_{\alpha} = \frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \frac{\omega - k_{\perp} v_{D\alpha}}{\Omega} \frac{H}{H_0} - k_{\parallel} \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{E}{\Omega^2} \text{ et } A_{\alpha} = \frac{1}{n_{0,\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} dw J_0^2(\mu_{\alpha}) f_{0,\alpha}(w).$$

L'intégrale $-\sqrt{\pi} A_{\alpha}$ est tracée sur la Fig. 1 comme une fonction du paramètre

$$\frac{k_{\perp}}{\Omega} \frac{H}{H_0} v_{th\alpha}$$

Sous l'influence du champ H.F., disparaît la branche qui correspond normalement aux ondes ioniques-acoustiques pour les ions lourds. La deuxième branche, qui a lieu pour $n_I \ll n_i$, $T_I \sim T_i$, $k_{\perp} v_{DI} \ll \omega$ est excitée pour les gradients de la densité $n_I(x)$ plus élevés que pour le plasma en absence du champ H.F., ce qui illustre la condition d'instabilité pour $k_{\parallel} v_{Di} > 0$, $\omega_I^* > 0$, $\omega_i^* \gg k_{\parallel} v_{Di}$, $n_e \sim n_i$, $T_e \sim T_i$:

$$A_I \frac{dn_I/dx}{dn_i/dx} + \frac{2}{Z_i} < 0$$

étant donné que $A_I \ll 1$. Le taux de croissance de ces modes est réduit par le champ H.F. selon l'expression

$$\gamma \sim -\sqrt{\pi} \frac{1}{k_{\parallel} v_{thi}} \frac{(\omega - k_{\perp} v_{DI})(\omega + \omega_i^* - k_{\perp} v_{Di}) J_0^2(\lambda_i)}{1 + \frac{n_e}{n_i} \frac{T_i}{T_e} + \frac{n_I}{n_i} \frac{T_i}{T_e} Z_I^2} \quad (2.8)$$

$$\omega \sim k_{\perp} v_{DI} + \frac{n_I}{n_i} \frac{T_i}{T_e} \omega_i^* Z_I^2 A_I$$

Evidemment, le domaine d'instabilité est divisé par les zéros $J_0(\lambda_R) = 0$ dans le lot infini des subdomaines dans lesquels le taux de croissance est assez faible pour λ_{α} grands. La forme de l'argument λ_{α} montre que les instabilités de petites longueurs d'onde perpendiculaires et grandes longueurs d'onde longitudinales ($k_{\perp} \gg k_{\parallel}$) sont stabilisées plus facilement par le champ H.F. choisi. Notons que dans le cas où

$$v_{Diam,i} \sim v_{E,i} \frac{H}{H_0}$$

l'amortissement de Landau des instabilités a lieu. Nous discuterons encore le cas du plasma avec une population d'électrons et d'ions relativement froids ($n_{\alpha c}$) en supposant que $n_{ec} = n_{ic} = n_c$, $n_e = n_i = n$. L'analyse de l'équation de dispersion (2.6) montre que dans le domaine des vitesses de phase

$$v_{thic} < v_{thec} < \frac{\omega}{k_{\parallel}} < v_{thi} < v_{the}$$

le taux de croissance prend la forme

$$\gamma \sim -\sqrt{\pi} \frac{J_0^2(\chi_i)}{k_{\parallel} v_{thi}} \frac{\omega^3 + \omega^2 (\omega_i^* - k_{\perp} v_{De} - 2k_{\perp} v_g) + \omega_i^* k_{\perp}^2 v_g (v_{De} + v_g) +}{(2\omega - k_{\perp} v_{De} - 2k_{\perp} v_g) \left(1 + \frac{T_i}{T_e} + \frac{n_c}{n} \frac{T_i}{T_{ic}} I_0\right)} \cdot \frac{+\omega k_{\perp} (k_{\perp} v_g^2 + k_{\perp} v_g v_{De} - \omega_i^* (v_{De} + 2v_g))}{(\psi_{ic}) e^{-\psi_{ic}} + \frac{n_c}{n} \frac{T_i}{T_{ec}}} + 0 (A_{\alpha}) \quad (2.9)$$

où

$$A_{\alpha} = \frac{1}{n_{0,\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} dw f_{0,\alpha}(w) J_0^2 \left(\frac{k_{\perp} w}{\Omega} \frac{H}{H_0} - \frac{k_{\parallel}}{\Omega} \left(\frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{E}{\Omega} + \frac{c}{H_0} v_g \right) \right)$$

$$\chi_i = \frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \frac{\omega - k_{\perp} (v_{Di} + v_g)}{\Omega} \frac{H}{H_0} - \frac{k_{\parallel}}{\Omega} \left(\frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{E}{\Omega} + \frac{c}{H_0} v_g \right),$$

$$\psi_{ic} = \frac{k_{\perp}^2 v_{thic}^2}{\omega_{ci}^2}$$

Ici, on a tenu compte de l'effet de rayon de Larmor fini des ions, $\psi_{ic} \neq 0$. Au fait que la fréquence $\omega \sim A_{ic} \omega^*$, $A_{ic} \ll 1$, le taux de croissance $\gamma \sim J_0^2(\chi_i) A_{ic}^2 \gamma_0$.

L'amortissement de Landau des instabilités atteint le maximum quand les vitesses des ions dues aux champs électriques E sont de l'ordre de

$$v_{E,i} \sim (v_g + v_{Di}) \frac{H_0}{H}$$

De la même façon, peuvent être étudiés les autres modes qui existent dans les plasmas inhomogénéisés avec des champs magnétiques quelconques. Les effets stabilisants du champ H.F., décrits par les deux exemples, sont valables généralement pour toutes les instabilités telles que $\omega \ll \Omega \ll \omega_{ci}$.

2.3. L'influence de la modulation du champ de confinement

Le procédé mathématique, développé pour l'étude de l'influence du champ H.F., $\vec{H}_\phi$, $\vec{E}_z$, peut être adopté à un cas particulier, quand le champ H.F. est excité dans le plasma par une modulation temporelle du champ magnétique du confinement, possédant une géométrie quelconque, TEICHMANN J. (34) :

$$\vec{H}_0(\vec{r}, t) = \vec{e}_z H_0(\vec{r}) (1 + \alpha \cos \Omega t), \quad \alpha \ll 1 \quad (2.10)$$

Supposons que dans le plasma de faible β la dimension caractéristique d'inhomogénéité du champ magnétique soit grande en comparaison avec le rayon de Larmor des ions. La modulation du champ magnétique (2.10) excite dans le plasma une composante électrique, $\vec{E} \sim \vec{e}_y E \sin \Omega t$, $E = \alpha \Omega \frac{H_0}{c} \frac{x}{2}$ qui est la cause de la vitesse de dérive radiale

$$\vec{v}_{D1} = c \frac{\vec{E} \sim \times \vec{H}_0}{H_0}$$

et azimutale

$$\vec{v}_{D2} = c \frac{\langle \vec{F} \rangle \times \vec{H}_0}{e H_0^2}$$

Cette vitesse est excitée par l'accélération du plasma dans le champ des forces H.F., étant donné que

$$\frac{\partial E \sim^2}{\partial \vec{r}} \neq 0.$$

La supposition $\omega < \Omega \ll \omega_{ci}$ permet l'usage de l'équation cinétique dans l'approximation de dérive (1.1) qui donne, par un calcul identique à celui des champs H.F. discutés dans le paragraphe 1, pour la perturbation de la fonction de distribution l'expression :

$$\begin{aligned}
\langle f_{k,\omega}^1 \rangle_\tau &= \phi_{k,\omega} \left\{ \frac{e_i}{m_i} \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial f_{o,i}}{\partial v_{\parallel}} + \frac{A(v_{\parallel}, \Omega)}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} + \frac{1}{4} \frac{k_y}{\omega_{ci}} \frac{c^2}{H_o^2} \frac{\partial E_{\sim}^2}{\partial x}} \right. \\
&\cdot \left(k_y \frac{c}{H_o} \frac{\partial f_{o,i}}{\partial x} + \left(\omega - \frac{1}{4} \frac{k_y}{\omega_{ci}} \frac{c^2}{H_o^2} \frac{\partial E_{\sim}^2}{\partial x} \right) \frac{e_i}{m_i} \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial f_{o,i}}{\partial v_{\parallel}} \right) + \\
&\left. + 0 \left(\frac{\omega}{\Omega}, J_{n \neq 0} \right) \right\} \quad (2.11)
\end{aligned}$$

où le facteur $A(v_{\parallel}, \Omega)$ s'exprime, en utilisant le théorème de Neumann, sous la forme

$$\begin{aligned}
A(v_{\parallel}, \Omega) &= J_o^2 \left(\frac{k_{\parallel} v_{\parallel}}{\Omega} \alpha \right) J_o^2 \left(k_y \frac{c}{\omega_{ci}} \frac{E_{\sim}}{H_o} \right) J_o^4 \left(k_x \frac{c}{\Omega} \frac{E_{\sim}}{H_o} \right) J_o^2 \left(\frac{1}{8} \frac{k_y}{\omega_{ci}} \right. \\
&\cdot \left. \frac{c^2}{\Omega H_o^2} \frac{\partial E_{\sim}^2}{\partial x} \right) .
\end{aligned}$$

Le premier multiplicateur montre l'influence de la composante oscillante du champ magnétique. Les autres termes représentent l'influence des vitesses de dérive. Le plus important est le dernier terme qui exprime l'effet du mouvement azimuthal des particules, excité par le gradient du champ électrique induit. Ceci communique aux électrons la possibilité de se mouvoir au travers des flûtes des instabilités et de réduire de cette façon le champ électrique d'instabilité. L'expression (2.11) peut être utilisée pour l'étude des différents types d'instabilités. L'analyse, similaire à la discussion des instabilités dans le champ $H_{\phi}^{\sim}$, montre l'effet stabilisant sur plusieurs sortes d'instabilités. Néanmoins, il faut noter que le champ H.F. induit dans le plasma par modulation selon (2.10), est beaucoup moins efficace que le champ étudié dans le paragraphe 1 à cause de la faiblesse du paramètre de modulation, $\alpha \ll 1$.

3. PLASMA AVEC COLLISIONS. LE CHAMP H.F. DE BASSE IMPEDANCE

L'idée de modification des propriétés diélectriques, appliquée dans les chapitres précédents dans le domaine des plasmas de Vlasov, peut être généralisée dans le domaine magnétohydrodynamique.

3.1. Les instabilités de dérive dissipative

Adoptons le même modèle géométrique que dans le Chapitre 1. Le plasma considéré est pénétré par le champ H.F. électromagnétique avec la composante magnétique dominante $\vec{H} \sim \vec{e}_y H \cos \Omega t$, $\vec{E} \sim \vec{e}_z E \sin \Omega t$. Le champ magnétique instantané est orienté le long du vecteur $\vec{h} = \vec{e}_z + \vec{e}_y \frac{H}{H_0} \cos \Omega t$, $\frac{H}{H_0} \ll 1$. Nous suivons le travail de IVANOV A.A., TEICHMANN J. (35). L'instabilité de dérive dissipative a lieu lorsque la dimension caractéristique d'inhomogénéité, $a^{-1} = \frac{d}{dx} \ln n_0$ est suffisamment grande, $a \gg \rho_\alpha$.

Supposons que le temps de relaxation des collisions électron-ion et ion-ion soient assez supérieures aux fréquences cyclotroniques inversées, $\nu_{ei} \ll \omega_{ce}$, $\nu_{ii} \ll \omega_{ci}$, mais $\nu_{ei} \gg \omega$ où ω est la fréquence d'instabilité, généralement d'ordre de la fréquence de dérive. Supposons encore que le plasma soit isotherme et négligeons les gradients de température,

$$\frac{\partial T_\alpha}{\partial \vec{r}} = 0.$$

En négligeant l'inertie des électrons ($\omega \ll \nu_{ei}$), nous aurons l'équation du mouvement d'ordre zéro

$$-\frac{e}{m_e} \vec{E} \sim -\omega_{ce} (\vec{v}_{oe} \times \vec{e}_z) - \vec{e}_x \frac{T}{m_e} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 - v_{ei} \vec{v}_{oe} = 0$$

d'où

$$\vec{v}_{oe} = -\frac{e}{m_e v_{ei}} \vec{e}_z (\vec{E} \sim \cdot \vec{e}_z) - \vec{e}_y \frac{T}{m_e \omega_{ce}} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 + 0 \left(\frac{v}{\omega_{ce}}\right)$$

La perturbation de la vitesse des électrons est décrite par l'équation du mouvement

$$e (\vec{E}_1 \cdot \vec{h}) + v_{ei} (\vec{v}_{1e} \cdot \vec{h}) m_e + i (\vec{k} \cdot \vec{h}) T \frac{n_{1e}}{n_0} = 0$$

où $\vec{E}_1$ est le champ des perturbations, dans l'approximation électrostatique

$$\vec{E}_1 = -\frac{\partial \Phi}{\partial r} \vec{r}.$$

D'autre part, pour $\omega \ll \omega_{ce}$, $v_{ei} \ll \omega_{ce}$ la vitesse transversale des électrons est donnée par :

$$(\vec{v}_{1e})_{\perp} \approx \frac{c}{H_0} (\vec{E}_1 \cdot \vec{h})$$

D'ailleurs, ces relations, combinées avec l'équation de continuité, conduisent à l'équation d'évolution de la perturbation de la densité des électrons, n_{1e} :

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{n_{1e}}{n_0} + \left(\frac{T}{m_e v_{ei}} (\vec{k} \cdot \vec{h})^2 - i k_{\perp} \frac{T}{m_e \omega_{ce}} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 - i \frac{e}{m_e v_{ei}} \right.$$

$$\left. k_{\parallel} E \sim \sin \Omega t \right) \frac{n_{1e}}{n_0} = \left(\frac{e}{m_e v_{ei}} (\vec{k} \cdot \vec{h})^2 + i k_{\perp} \frac{c}{H_0} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 \right) \Phi_k$$

(3.1)

Etant donné que le vecteur $\vec{h}(t)$ ainsi que le potentiel $\Phi(t)$ sont des fonctions du temps, la solution générale de l'équation (3.1) prend la forme :

$$\frac{n_{1e}(t)}{n_0} = \int_{-\infty}^t dt' \left(b_e (\vec{k} \cdot \vec{h})^2 - i \frac{e}{T} \omega^* \right) \phi_k(t') e^{\int_t^{t'} dt'' (D_e (\vec{k} \cdot \vec{h})^2 + i \omega^* - i b_e k_{||} E^{\sim} \sin \Omega t'')} \quad (3.2)$$

où $b_e = \frac{e}{m_e v_{ei}}$ est la mobilité, $D_e = \frac{T}{m_e v_{ei}}$

le coefficient de diffusion des électrons. En utilisant l'hypothèse que $\phi_k(t) \sim e^{-i\omega t}$, on trouve pour n_{1e} :

$$\frac{(n_{1e})_{k,\omega}}{n_0} = \frac{e}{T} \phi_{k,\omega} \left\{ 1 + \frac{(\omega - 2\omega^*) A + b_e k_{||} E^{\sim} A'}{\omega^* - \omega - i D_e K^2} \right\} \quad (3.3)$$

où

$$A = \sum_{r,s=-\infty}^{+\infty} I_r(\beta) I_{2r}(\delta) I_s(\beta) I_{2s}(\delta) J_0^2(\alpha) i^{-(r+s)}$$

$$A' = \sum_{r,s=-\infty}^{+\infty} I_r(\beta) I'_{2r}(\delta) I_s(\beta) I_{2s}(\delta) J_0^2(\alpha) i^{-(r+s)}$$

Les arguments des fonctions de Bessel expriment l'influence du champ H.F.,

$$\alpha = b_e k_{||} \frac{E^{\sim}}{\Omega}, \quad \beta = D_e k_{\perp}^2 \frac{1}{4\Omega} \left(\frac{H^{\sim}}{H_0} \right)^2, \quad \delta = 2 D_e k_{\perp} k_{||} \frac{1}{\Omega} \left(\frac{H^{\sim}}{H_0} \right),$$

$$K^2 = k_{||}^2 + \frac{1}{2} k_{\perp}^2 \left(\frac{H^{\sim}}{H_0} \right)^2.$$

Dans l'équation (3.3), nous avons supposé $\alpha \ll 1$. Une analyse montre que pour $\Omega \ll \omega_{ci}$, $\frac{H^{\sim}}{H_0} \ll 1$, la perturbation de la densité des ions a la même forme que dans le plasma en absence du champ H.F. :

$$\frac{(n_{1i})_{k,\omega}}{n_0} = \frac{e}{T} \phi_{k,\omega} \left\{ \frac{\omega + \omega^*}{\omega} I_0(\psi_i) e^{-\psi_i} - 1 \right\} \quad (3.4)$$

L'hypothèse de la quasineutralité conduit à l'équation de dispersion

$$\begin{aligned} \omega^2 (2 - A - I_0(\psi_i) e^{-\psi_i}) + \omega (\omega^* A - \omega^* I_0(\psi_i) e^{-\psi_i} + \\ + 2i k''^2 D_e - i k''^2 D_e I_0(\psi_i) e^{-\psi_i} - b_e k'' E \sim A') - \\ - i \omega^* k''^2 D_e I_0(\psi_i) e^{-\psi_i} = 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

Pour

$$\psi_i = \frac{k_i^2 v_{thi}^2}{\omega_{ci}^2} \ll 1, \quad H \sim = E \sim = 0,$$

le maximum de taux de croissance de l'instabilité est de l'ordre de $\gamma_0 \sim k''^2 \frac{De}{\psi_i}$, en même temps la fréquence est voisine à la fréquence de dérive, $\omega \sim \omega^* \sim k''^2 \frac{De}{\psi_i}$.

Pour les amplitudes $H \sim$ suffisamment grandes, l'argument δ peut devenir d'ordre 1. Supposons également que β reste faible, $\beta < 1$. Nous avons $A' \ll 1$, $A \sim J_0^2(\alpha) I_0^2(\beta)$, $I_0^2(\delta) \sim e^{2\delta} \gg 1$. Pour $A \gg 1$, l'équation de dispersion (3.5) donne le taux de croissance

$$\gamma \sim \frac{k''^2 D_e}{A} \quad (3.6)$$

Il en résulte que $\gamma \sim \frac{\psi_i}{A} \gamma_0$, $\frac{\psi_i}{A} \ll 1$. L'effet stabilisant est assez fort. Le cas $\beta \gg 1$ peut être étudié d'une manière différente. En supposant que

$$\phi_k(t) = \sum_n \phi_{k,n} e^{-i\omega t - 2in \Omega t}$$

nous trouvons pour la perturbation $n_{1e}(t)$ (35) :

$$\frac{(n_{1e})_k}{n_0} \approx \frac{e}{T} \phi_k \left\{ 1 - \int_0^\infty d\tau (-i\omega + i\omega^*) I_0(\beta \sin \Omega t) e^{-\beta \Omega \tau} \right\} \quad (3.7)$$

En intégrant (3.7), on retrouve pour des β forts :

$$\frac{(n_{1e})_{k,\omega}}{n_0} \approx \frac{e}{T} \Phi_{k,\omega} \left(1 + \frac{i(\omega - \omega^*)}{\Omega \beta^{2/3}} \right) \quad (3.8)$$

Cette expression montre que le champ H.F. ($\Omega \gg \omega, \beta \gg 1$) n'entraîne pas une déviation importante de la distribution de Boltzmann. En utilisant (3.8) on trouve le taux de croissance

$$\gamma \sim \frac{(\omega^*)^2}{\Omega \beta^{2/3}} \quad (3.9)$$

Une comparaison avec le plasma en absence de champ H.F.

($\gamma_0 \sim \omega^*$) montre aussi dans ce cas une réduction de γ importante.

3.2. Les instabilités du type hélicoïdal

Un autre type d'instabilités importantes qui se développent dans plusieurs expériences, est généré dans le plasma inhomogène par le courant qui est orienté dans la direction du champ magnétique et qui maintient la décharge. Le temps de relaxation τ_e des collisions des électrons est relativement grand, $\omega_{ce} \tau_e \gg 1$. Au contraire, dans les champs magnétostatiques relativement faibles, $\omega_{ci} \tau_i < 1$. La température des électrons est élevée, $T_e \gg T_i$, $T_i \sim 0$. Le champ H.F., de même que dans le paragraphe précédent, se propage dans le plasma sans engendrer de la variation de densité non perturbée n_0 , ce qui signifie que le champ H.F. n'est pas gelé dans le plasma. Par un calcul similaire à celui des ondes de dérive (IVANOV A.A., TEICHMANN J. (35)), on détermine sous les conditions $k^2 \rho_i^2 \ll 1$, $\omega \ll \Omega$ la perturbation de la densité des électrons

$$\frac{\partial n_{1e}}{\partial t} + n_{1e} \left[D_e (\vec{h} \cdot \vec{k})^2 + D_{e\perp} k_\perp^2 - i \frac{c}{H_0} \vec{k} \cdot (\vec{h} \times \vec{E}_0) - i b_e (\vec{h} \cdot \vec{k}) (\vec{h} \cdot \vec{E}_0) \right] - \phi_k \left[n_0 b_e (\vec{h} \cdot \vec{k})^2 + b_{e\perp} n_0 k_\perp^2 + i \frac{c}{H_0} k_\perp \frac{\partial n_0}{\partial x} \right] = 0 \quad (3.10)$$

où $D_{e\perp} = D_e \frac{v_{en}^2}{\omega_{ce}^2}$, $b_{e\perp} = b_e \frac{v_{en}^2}{\omega_{ce}^2}$. Le champ $\vec{E}_0$ se compose du champ électrique H.F. $\vec{E}$ et du champ longitudinal E_{oz} de la décharge qui est liée par la loi de Ohm avec le courant de la décharge $n_e e \vec{U}$. En prenant pour les ions

$$\frac{(n_{1i})_{k,\omega}}{n_0} \approx - i \phi_{k,\omega} \frac{b_i k^2}{\omega}, \quad b_i = \frac{e}{m_i \cdot v_{in}}$$

l'équation de Poisson conduit à l'équation de dispersion

$$\omega = -i \frac{b_i}{b_e} \frac{k_{\perp}^2 D_{e\perp} + K^2 D_e + i k_{\parallel} U_z - i \frac{c}{H_0} k_{\perp} E_{ox} + k_{\perp} \frac{H}{H_0} U_z \frac{J_1(\delta)}{J_0(\delta)} + \frac{1}{2} k_{\perp} \frac{H}{H_0} U_z \frac{J_2(\delta)}{J_0(\delta)}}{\frac{b_i}{b_e} + \left(\frac{K^2}{k^2} + \frac{v_{en}^2}{\omega_{ce}^2} - i \omega^* \frac{1}{D_e k^2} \right) J_0^2(\delta)}$$

où $\delta = b_e k_{\parallel} \frac{E}{\Omega}$, $U_z = -b_e E_{oz}$, $U_z = -b_e E$. Ici, nous avons tenu compte du champ électrique de la diffusion ambipolaire E_{ox} , qui est orienté dans le modèle géométrique adopté dans la direction $\vec{e}_x$. La condition d'instabilité, $\text{Im } \omega > 0$, prend la forme :

$$\left\{ k_{\perp}^2 D_{e\perp} + K^2 D_e + k_{\perp} \frac{H}{H_0} \left(U_z \frac{J_1(\delta)}{J_0(\delta)} + U_z \frac{J_2(\delta)}{J_0(\delta)} \right) \right\} \left\{ \frac{b_i}{b_e} + \left(\frac{K^2}{k^2} + \frac{v_{en}^2}{\omega_{ce}^2} \right) J_0^2(\delta) \right\} + \frac{c}{H_0} \frac{E_{ox}}{k} \frac{\omega^*}{D_e} J_0^2(\delta) < k_{\parallel} U_z \frac{1}{k^2} \frac{\omega^*}{D_e} J_0^2(\delta) \quad (3.11)$$

Quand les amplitudes du champ H.F. augmentent ($\delta > 0$, $K^2 > k_{\parallel}^2$), la valeur du facteur $J_0^2(\delta)$ diminue rapidement. Les termes, "stabilisants" dans l'équation (3.11) deviennent de plus en plus importants. La partie droite de (3.11) diminue, ce qui correspond à une réduction effective du courant n_e et U_z de la décharge qui excite en fait l'instabilité.

L'influence stabilisante est ici assurée par les deux composantes du champ électromagnétique. Il faut noter que nous supposons toujours que

$$|U| < \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$$

La vitesse U doit être faible par rapport à la vitesse acoustique. De telle manière, la génération des ondes ioniques-acoustiques est éliminée. Dans le cas où la composante électrique $\vec{E}$ est assez faible, on obtient :

$$(k_{\perp}^2 D_e + K^2 D_e) \left(\frac{b_i}{b_e} + \left(\frac{K^2}{k^2} + \frac{v_{en}^2}{\omega_{ce}^2} \right) J_0^2(\alpha) \right) + \frac{c}{H_0} \frac{E_{oz} \omega^*}{k D_e} J_0^2(\alpha) < k_{\parallel} U_z \frac{\omega^*}{D_e} \frac{1}{k^2} J_0^2(\alpha) \quad (3.12)$$

Cette condition montre que la valeur effective du courant $n_0 e U_z$ ainsi que la valeur du champ électrique de la diffusion ambipolaire E_{ox} diminuent sous l'influence du champ H.F.

Dans un champ magnétostatique très fort, où $\omega_{ce} \tau_e \gg 1$, $\omega_{ci} \tau_i \gg 1$, l'équation de dispersion conduit à :

$$\omega = -i K^2 D_A + i \frac{c}{H_0} \frac{k_{\perp} k_{\parallel}}{K^2} E_{oz} \frac{d \ln \sigma_0}{d x} I_0^2(\delta) I_0^2(\chi) \quad (3.13)$$

où σ signifie la conductivité du plasma, D_A le coefficient de diffusion ambipolaire

$$\delta = 2 k_{\parallel} k_{\perp} \frac{D_A}{\Omega} \frac{H_{\sim}}{H_0}, \quad \chi = k_{\perp}^2 \frac{D_A}{4\Omega} \left(\frac{H_{\sim}}{H_0} \right)^2 \ll 1.$$

Le champ H.F. stabilise cette instabilité en augmentant la valeur du vecteur d'onde effectif, K . Mais pour des amplitudes $H_{\sim}$ relativement assez élevées, le deuxième terme de l'équation (3.13) devient dominant et le champ H.F., au contraire, entretient l'instabilité. La composante magnétique $H_{\sim}$ augmente la diffusion ambipolaire de telle façon que cet effet domine finalement le mécanisme de stabilisation qui est lié à l'oscillation de la direction du vecteur $\vec{h}(t)$.

3.3. Les instabilités de dérive dissipatives dans le champ H.F. inhomogène

Dans les paragraphes précédents, nous avons négligé les gradients spatiaux des composantes du champ H.F. Ce n'est pas le cas dans les expériences pratiques où le champ H.F. pénètre dans la couche avec une densité et une température inhomogènes. Supposons que les composantes du champ H.F. sont de la forme (2.1), $\vec{H} \sim \vec{e}_y H \sim(x) \cos \Omega t$, $\vec{E} \sim \vec{e}_z E \sim(x) \sin \Omega t$. Notons que le gradient $\frac{\partial H \sim}{\partial x}$ ne joue aucun rôle important et sera négligé. Le gradient du champ électrique produit une vitesse de dérive des électrons

$$\vec{v}_{De} = - \vec{e}_y \frac{e^2}{4 m_e^2 (\Omega^2 + v_{ei}^2) \omega_{ce}} \frac{\partial}{\partial x} E \sim^2$$

Suivant le travail de TEICHMANN J. (30), nous obtiendrons pour le plasma isotherme, $T_e \sim T_i = T$, $v_{ei} \ll \omega_{ce}$, $v_{ei} \ll \omega_{ci}$, $v_{ei} \gg \omega$, $\omega^* \ll \Omega$, $\omega_{ci} \ll \Omega$, $\Omega \gg k_{||}^2 D_e$ pour la perturbation de la densité électronique

$$\frac{\langle n_{1,e} \rangle_{k,\omega}}{n_0} = \frac{e}{T} \Phi_{k,\omega} \left\{ 1 - \frac{(\omega - \omega^*(1+\eta) + g) A + b_e k_{||} E \sim A'}{\omega + g - \eta \omega^* + i D_e k^2} \right\} \quad (3.14)$$

$$\text{où } g = - k_{\perp} v_{De}, \quad \lambda = k_{\perp}^2 \frac{D_e H \sim^2}{4 \Omega H_0^2},$$

$$A_R + i A_I = \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} i^{-(p+q)} I_{2p}(\delta) I_{2q}(\delta) I_p(\lambda) I_q(\lambda) J_0^2(\alpha)$$

$$A'_R + i A'_I = - 2i \frac{v_{ei}}{\delta \Omega} \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} p i^{-(p+q)} I_{2p}(\delta) I_{2q}(\delta) I_p(\lambda) I_q(\lambda) \cdot J_0^2(\alpha)$$

L'équation (3.14) tient compte du gradient de température,

$$\eta = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln n_0} \neq 0.$$

En prenant pour les ions l'expression (3.4), on trouve que pour $k_{\perp}^2 \rho_i^2 \ll 1$, $\delta, \lambda \lesssim 1$, $|A| \gg 1$, $|A'| \ll |A|$ les instabilités de dérive oscillent à la fréquence

$$\omega = \omega^* (1 + \eta) - g$$

avec le taux de croissance

$$\gamma \sim \frac{k_{\perp}^2 D_e}{A_R} \frac{(\eta \omega^* - g)}{(\omega^* (1 + \eta) - g)} \quad (3.15)$$

Dans le plasma avec les ions froids, $T_i \sim 0$, $\Omega \ll \omega_{ci}$, $\omega_{ci} \gg \nu_i$,

$$k_{\perp}^2 \gg \left| \frac{k_{\parallel}^2 \omega_{ci}^2}{(\omega + i\nu_i)^2} \right|$$

le taux de croissance des modes de dérive est modifié suivant :

$$\gamma \approx \frac{k_{\perp}^2 D_e (1 + \bar{\beta}) + \bar{\beta} \nu_i}{A_R} + \frac{\bar{\beta} ((g - \eta \omega^*) \nu_i + k_{\perp}^2 D_e \omega_{ci} \frac{1}{k_{\perp}} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0)}{A_R (\omega^* (1 + \eta) - g)} \quad (3.16)$$

où $\bar{\beta} = \frac{T_e k_{\perp}^2}{m_i \omega_{ci}^2}$. Dans les deux cas considérés, le paramètre

A_R devient grand pour des amplitudes $H \sim$ importantes. Les taux de croissance sont ensuite réduits en comparaison avec les valeurs

$$\gamma_0 \sim \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \frac{D_e}{\rho_i^2}$$

pour le plasma isotherme et

$$\gamma_0 \sim \frac{\bar{\beta} \omega^{*2}}{D_e k_{\parallel}^2}$$

pour le plasma avec $T_i \sim 0$ quand le champ H.F. est nul.

Pour $\frac{k_{\perp}^2 v_{the}^2}{\omega_{pe}^2} \ll 1$, $\delta \ll 1$, l'équation de dispersion

$$(\omega_s = \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2} \frac{\omega_{ce} \omega_{ci}}{v_i}) :$$

$$\omega^2 + \omega \left(i(v_i + k_{\parallel}^2 D_e + \omega_s) + g \right) + (-i\omega^* \omega_s - v_i D_e k_{\parallel}^2 + g \omega_{ci} \frac{1}{k_{\perp}} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0) = 0$$

(3.17)

donne dans deux limites ($\omega_s \gg k_{\parallel}^2 D_e$, $\omega_s \gg v_i$) les taux de croissance

$$1. \omega_s \gg \omega^*, \quad g \omega_{ci} \frac{1}{k_{\perp}} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 \gg \omega^* \omega_s$$

$$\gamma \sim \frac{g \omega_s (\omega^* + \omega_{ci} \frac{1}{k_{\perp}} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0)}{g^2 - \omega_s^2}$$

$$2. \omega_s \ll \omega^*, \quad g \omega_{ci} \frac{1}{k_{\perp}} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 \ll \omega^* \omega_s$$

$$\gamma \sim -\frac{\omega_s}{2} + \frac{\omega^* \omega_s}{g}$$

(3.18)

On voit que la stabilisation dans ces cas dépend uniquement du gradient de la composante électrique du champ H.F. Pour $g^2 \gg \omega_s^2$, les instabilités sont réduites quand $g < 0$ et quand le gradient $\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x}$ est orienté suivant la direction $\vec{e}_x$. Dans le deuxième cas, $\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x}$ doit être orienté dans la direction opposée. Pour $g \ll \omega_s, \omega_s \gg \omega^*$, on obtient :

$$\gamma \sim g \frac{\omega_{ci}}{\omega_s} \frac{1}{k_\perp} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_o + \frac{\omega^{*2}}{\omega_s} \quad (3.19)$$

La stabilisation a lieu quand les deux gradients $\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x}$ et $\frac{\partial n_o}{\partial x}$ sont orientés dans le sens opposé. La condition de la stabilité s'écrit :

$$\frac{\omega^{*2}}{\omega_s} + g \frac{\omega_{ci}}{\omega_s} \frac{1}{k_\perp} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_o \lesssim 0$$

Les instabilités de dérive dissipative ont été étudiées avec le même champ H.F. également dans le travail de LEPECHINSKY D., ROLLAND P., TEICHMANN J. (36, 37).

Au lieu d'intégrer directement l'équation d'évolution de la perturbation de la densité, on a résolu approximativement un système infini des équations couplées pour les composantes de Fourier résultant de la condition de quasineutralité, en négligeant les termes de deuxième harmonique et d'ordre plus élevé.

Pour les fréquences Ω élevées, $\Omega > \omega_{ci}$, $\omega > \nu_{ei}$, on trouve que le plasma est stabilisé

$$(\omega_s < \omega_{ci}, \nu_{ei} \sim \omega_{ci}, \omega \ll - \frac{\omega_{ci}}{k_\perp} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_o) \text{ quand}$$

$$\frac{(\omega^*)^2}{\omega_{ci}^2} \lesssim \frac{1}{2} \left(\frac{k_{\parallel}^2}{\Omega^2} \left(1 - \frac{\partial \ln E^{\sim}}{\partial \ln n_0} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \ln E^{\sim} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 \frac{1}{\omega_{ci} \omega_{ce}} \right) \cdot \frac{e^2 E^{\sim 2}}{m_e^2 \Omega^2} \quad (3.19)$$

Ici aussi, le champ H.F. est stabilisant lorsque les deux gradients sont orientés dans le sens opposé. La valeur nécessaire de l'amplitude $E^{\sim}$ est donnée par

$$E^{\sim} \gtrsim \sqrt{2} \frac{T_e}{e} k_{\perp} \frac{\Omega}{\omega_{ce}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2}$$

Dans la bande des fréquences intermédiaires, $\omega_{ci} > \Omega$, $\Omega \gg \nu_i$, la condition de stabilité ($\nu < \omega_{ci}$, $\omega_s < \omega_{ci}$, $\nu \sim \omega_s$) prend la forme :

$$\frac{(\omega^*)^2}{\omega_{ci}^2} \leq \frac{e^2 E^{\sim 2}}{2 m^2 \Omega^2} \left(- \frac{1}{\omega_{ce} \omega_{ci}} \frac{\partial}{\partial x} \ln E^{\sim} \frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 + \frac{k_{\parallel}^2}{\Omega^2 k_{\perp}^2} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \ln n_0 \right)^2 \left(1 - \frac{\partial \ln E^{\sim}}{\partial \ln n_0} \right) \right) \quad (3.20)$$

Pour les plasmas de laboratoire, ($T_e \sim 1$ eV, $\frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \sim 10^{-2}$, $\omega_s \sim \omega_{ci} 10^{-1}$, $\lambda_z \sim 100$ cm), le champ minimum nécessaire pour la stabilisation est pour les deux cas, environ d'ordre 1 V/cm. Il faut noter que le champ H.F., oscillant avec la fréquence $\Omega < \omega_{ci}$ est plus efficace.

4. PLASMA SANS COLLISIONS DANS UNE ONDE POLARISEE CIRCULAIREMENT

Dans les Chapitres précédents, on a étudié l'interaction du plasma avec les champs H.F. de géométrie très simple. Pour mieux comprendre les processus physiques qui ont lieu pendant l'interaction des champs H.F., en premier lieu l'influence de la vitesse de phase, la théorie précédente sera généralisée pour le cas où le champ H.F. correspond à une onde électromagnétique avec une polarisation circulaire qui se propage dans la direction du champ magnétostatique. Ce type d'onde, qui est largement appliqué dans la physique des plasmas, permet une analyse encore relativement simple en conservant tous les caractères d'une onde électromagnétique.

4.1. Propriétés diélectriques du système : Plasma-Onde H.F.

Supposons que les amplitudes des champs $\tilde{E}$, $\tilde{H}$ de l'onde qui se propage dans le plasma soit relativement forte, ce qui ne permet plus l'utilisation de l'algorithme habituel pour établir les propriétés diélectriques du plasma, valable pour les champs électromagnétiques infiniment petits. L'influence des champs $\tilde{E}$, $\tilde{H}$ sur le mouvement des particules devient importante, de même façon est modifié l'état d'équilibre du plasma.

L'équation du mouvement exacte d'une particule avec la masse m_α et la charge e_α ,

$$\frac{d}{dt} \vec{v} = \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \vec{E} + \omega_{c\alpha} \vec{v} \times \vec{h}_0 + \omega_c \frac{\tilde{H}}{H_0} \vec{v} \times \vec{h}_1 \quad (4.1)$$

qui tient compte de l'influence des composantes du champ H.F. superposé au champ magnétostatique,

$$\vec{h}_0 = \frac{\vec{H}_0}{H_0}, \quad \vec{h}_1 = \frac{\vec{H}^{\sim}}{H_0}, \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}^{\sim}, \quad \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}^{\sim}$$

ne peut pas être résolue généralement par l'intégration directe. Pour le but de ce travail, nous supposerons que :

$$\frac{H^{\sim}}{H_0} \ll 1 \quad (4.2)$$

Cette valeur joue le rôle de petit paramètre dans la solution de (4.1). Supposons également que le champ H.F. soit excité par une source extérieure. L'équation (4.1) peut être résolue par la méthode d'itérations. En prenant comme première approximation

$$\frac{d}{dt} \vec{v}_1 = \frac{e}{m_{\alpha}} \vec{E} + \omega_{c\alpha} \vec{v}_1 \times \vec{h}_0$$

on trouve pour la deuxième approximation, en utilisant le développement en fonction du paramètre (4.2) :

$$\frac{d}{dt} \vec{v}_2 = \frac{e}{m_{\alpha}} \vec{E} + \omega_{c\alpha} \vec{v}_2 \times \vec{h}_0 + \omega_{c\alpha} \frac{H^{\sim}}{H_0} \vec{v}_1 \times \vec{h}_1$$

La solution de cette équation,

$$\vec{V}(t) = \vec{v}_1 + \frac{H^{\sim}}{H_0} \vec{v}_2 + O\left(\frac{H^{\sim}}{H_0}\right)^2,$$

$$\begin{aligned} \vec{V}(t) \equiv \vec{U}_0(t) + \vec{W}(t) &= \vec{U}_0(t) + \int_{-\infty}^t dt' \{ (\vec{h}_0 \times (\vec{F}(t') \times \vec{h}_0)) \cdot \\ &\cdot \cos \omega_{c\alpha} (t-t') + (\vec{F}(t') \times \vec{h}_0) \sin \omega_c (t-t') + \\ &+ \vec{h}_0 (\vec{F}(t') \cdot \vec{h}_0) \} + O\left(\frac{H^{\sim}}{H_0}\right)^2 \end{aligned} \quad (4.3)$$

où l'on a posé

$$\begin{aligned} \vec{F}(t') = & \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \vec{E}(t') + \omega_{c\alpha} \frac{H}{H_0} \{ \vec{U}_0(t') \times \vec{h}_1(t') + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \int_{-\infty}^{t'} dt'' \\ & \{ (\vec{h}_0 \times (\vec{E}(t'') \times \vec{h}_0)) \times \vec{h}_1(t') \cos \omega_{c\alpha}(t' - t'') + ((\vec{E}(t'') \times \vec{h}_0) \times \vec{h}_1(t')) \cdot \\ & \cdot \sin \omega_{c\alpha}(t' - t'') + (\vec{h}_0 \times \vec{h}_1(t')) \cdot \vec{E}(t'') \cdot \vec{h}_0 \} \end{aligned}$$

contient l'intégrale particulière, $\vec{U}_0(t) = \vec{e}_x v_{10} \cos(\omega_{c\alpha} t - \alpha_0) - \vec{e}_y v_{10} \sin(\omega_{c\alpha} t - \alpha_0) + \vec{e}_z v_{00}$ qui représente le mouvement des particules dans le champ magnétostatique $\vec{H}_0$.

Supposons que l'état d'équilibre stationnaire du plasma, formé sous l'influence du champ $\vec{H}$, $\vec{E}$, soit perturbé. Les perturbations sont liées avec le champ $\vec{E}_1$, $\vec{H}_1$. Supposons que pour $t = -\infty$, le champ électromagnétique $\vec{E}$, $\vec{H}$ superposé, ainsi que le champ des perturbations, $\vec{E}_1$, $\vec{H}_1$ soient absents. La fonction de distribution des particules est la fonction de trois constantes v_{10} , v_{00} , α_0

$$f_0 = f_0(v_{10}, v_{00}, \alpha_0)$$

Cette fonction est la solution de l'équation de Vlasov

$$\frac{\partial}{\partial t} f + \vec{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f + \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times (\vec{H} + \vec{H}_0) \right) \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{v}} f = 0 \quad (4.4)$$

Pour $t = -\infty$.

Pour $t \neq -\infty$, la fonction f_0 dépend du temps et prend la forme

$$f_0(t) = f_0(\vec{U}_0 - \vec{W}(t))$$

La fonction $f_0(t)$ satisfait (4.4) sur les caractéristiques (4.3) $\vec{V}(t)$ avec la condition initiale $f_0(-\infty) = f_0(v_{10}, v_{00},$

α_0). Décomposons f en

$$f_\alpha = f_{0\alpha} + f_{1\alpha}$$

où f_1 est la perturbation de la fonction de distribution autour de sa valeur d'équilibre f_0 .

Pour f_1 on trouve

$$f_{1\alpha}(\vec{R}, v_{10}, v_{n0}, \alpha_0, t) = -\frac{e_\alpha}{m_\alpha} \int_{-\infty}^t \{ \vec{E}_1(\vec{R}(t'), t') + \frac{1}{c} \vec{V}(t') \times \vec{H}_1(\vec{R}(t'), t') \} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{V}(t')} f_0(v_{10}, v_{n0}, \alpha_0) \quad (4.5)$$

$$\text{où } \vec{R}(t) = \vec{R}_0 + \int_{-\infty}^t \vec{V}(t') dt'.$$

L'expression (4.5) satisfait les conditions initiales $f_{1\alpha}(t = -\infty) = 0$, $\vec{E}(t = -\infty) = \vec{H}(t = -\infty) = \vec{E}_1(t = -\infty) = \vec{H}_1(t = -\infty) = 0$. La densité du courant $\vec{J}$ au point $\vec{r}$ quelconque, est définie par :

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{0,\alpha} \int d\vec{R}_0 dv_{10} dv_{n0} v_{10} d\alpha_0 \vec{V}(t) \delta(\vec{r} - \vec{R}(t)) \cdot f_{1\alpha}(\vec{R}_0, v_{10}, v_{n0}, \alpha_0, t)$$

En prenant l'intégrale de Fourier dans l'espace

$$f(k, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\vec{k} f(\vec{R}, t) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{R})}$$

et en prenant la contribution de tous les $\vec{R}_0$, on trouve

$$\vec{J}(\vec{k}, t) = \sum_{\alpha} -\frac{e_{\alpha}^2 n_{0,\alpha}}{m_{\alpha}} \int dv_{10} dv_{n0} d\alpha_0 v_{10} \int_{-\infty}^t \{ \vec{E}_1(\vec{k}, t') + \frac{1}{c} \vec{V}(t') \times \vec{H}_1(\vec{k}, t') \} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{V}(t')} f_0(v_{10}, v_{n0}, \alpha_0) \cdot e^{-i\vec{k} \cdot \int_{t'}^t \vec{V}(t'') dt''} \quad (4.6)$$

D'ailleurs, cette relation, combinée avec les équations de Maxwell, conduit au tenseur de conductivité $\vec{J} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}$:

$$\sigma_{ij,\alpha}(k,\omega) = -\frac{\omega^2}{4\pi} \left(d\vec{v}_0 \cdot \vec{v}_i \int_{-\infty}^t dt' R_{jl} S_{lm} \left(\frac{\partial}{\partial v_{0,m}} f_0(v_{10}, v_{20}, \alpha_0) \right) \right) \cdot G(t-t') \quad (4.7)$$

où $G(t-t')$ est la fonction de Green. Le tenseur R_{jl} est défini par

$$R_{jl} = \left(1 - \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{\omega} \right) \delta_{jl} + \frac{v_j k_l}{\omega}.$$

Le tenseur S_{lm} est le tenseur inverse du Jacobien J_{lm} , $S_{lm} = (J^{-1})_{lm}$. Le Jacobien J_{lm} est défini par la transformation $\frac{\partial}{\partial v_{0j}} = J_{jk} \frac{\partial}{\partial v_k}$. Dans la dérivation de l'expression (4.7), nous avons transformé les quantités en utilisant l'intégrale de Fourier dans le temps, $f(\vec{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt f(\vec{k}, t) e^{-i\omega t}$ en supposant que la variation temporelle du champ H.F. est caractérisée par le temps $\tau \sim \frac{1}{\Omega}$ qui n'est pas commensurable avec le temps caractéristique de la variation des perturbations, $\tau \gg \frac{1}{\omega}$. Evidemment, $f_{1,\alpha}(\vec{k}, \omega)$ est une fonction du temps dans l'échelle $\sim \frac{1}{\Omega}$.

Pour pouvoir établir le tenseur de conductivité dans l'onde choisie, il faut concrétiser les composantes H.F. Dans le cas où le vecteur d'onde $\vec{k}_0$ est orienté le long du champ magnétique, $\vec{k}_0 = \vec{h}_0 k_0$, on a :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E \left(\vec{e}_x \cos(k_0 z - \Omega t) \mp \vec{e}_y \sin(k_0 z - \Omega t) \right) \\ \vec{H} &= H \left(\vec{e}_x \sin(k_0 z - \Omega t) \pm \vec{e}_y \cos(k_0 z - \Omega t) \right), \quad H = E \frac{k_0 c}{\Omega} \end{aligned}$$

où le signe supérieur correspond à l'onde avec une polarisation à droite (dans le sens de la rotation des électrons), le signe inférieur représente l'onde avec une polarisation à gauche. Les trajectoires (4.3) dans ces champs sont décrites par :

$$\vec{V}(t) = \vec{U}(t) + \left(\pm \frac{e_\alpha}{m_\alpha} E^\sim + v_{||0} \omega_{c\alpha} \frac{H^\sim}{H_0} \right) \left(\vec{e}_x \frac{\sin(k_0 z - \Omega t)}{\omega_{c\alpha} \pm \Omega} \pm \vec{e}_y \frac{\cos(k_0 z - \Omega t)}{\omega_{c\alpha} \pm \Omega} \right) \\ \pm \vec{e}_z v_{\perp 0} \omega_{c\alpha} \frac{H^\sim}{H_0} \frac{\sin(\omega_{c\alpha} t - \alpha_0 \mp k_0 z \pm \Omega t)}{\omega_{c\alpha} \pm \Omega} + 0 \left(\frac{H^\sim}{H_0} \right)^2 \quad (4.9)$$

A l'aide de (4.9) on trouve pour la fonction de Green, définie sur les trajectoires (4.9) :

$$G(t-t') = \sum_{l,m,p,q,r,s=-\infty}^{+\infty} i^{(m+r)} (-i)^{(l+s)} J_l(\mu_k) J_m(\mu_k) J_p(v_k) J_q(v_k) J_r(\lambda_k) J_s(\lambda_k) \cdot \\ \cdot e^{i\{(l+r)(\omega_{c\alpha} t - \alpha_0) \mp (p+r)(k_0 z - \Omega t) + (\omega - k_{||} v_{||})t\}} e^{i\{(m+s)(\omega_{c\alpha} t' - \alpha_0)\}} \cdot \\ \cdot e^{i\{\pm(k_0 z - \Omega t') - (\omega - k_{||} v_{||})t'\}} \quad (4.10)$$

En effectuant les intégrations dans (4.7), on trouve finalement (40) :

$$\sigma_{ij,\alpha}(k, \omega) = -\frac{\omega_{p\alpha}^2}{2} \int dv_{||0} dv_{\perp 0} v_{\perp 0} \sum_{\substack{l,m,p,q,r,s=-\infty \\ l+m+r+s=0}}^{+\infty} (-1)^{m+r} \frac{e^{\pm i(q-p-r-s)(k_0 z - \Omega t)}}{(\omega_{c\alpha} \pm (s-q)\Omega - \omega + k_{||} v_{||})} \\ \sum_{n=1}^4 Q_{ij,n} f_{0,\alpha}(v_{\perp 0}, v_{||0}, \alpha_0) \quad (4.11)$$

Les tenseurs $Q_{ij,n}$ sont définis dans l'Appendice II. Ce sont des fonctionnelles des fonctions de Bessel : $J_{l,m}(\mu)$, $J_{p,q}(v)$, $J_{r,s}(\lambda)$ et des opérateurs différentiels

$$\hat{A}_k = \left(1 - \frac{k_{\parallel} v_{\parallel 0}}{\omega}\right) \frac{\partial}{\partial v_{\perp 0}} + \frac{k_{\parallel} v_{\perp 0}}{\omega} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel 0}}, \quad \hat{B}_{k,m} = \left(1 - \frac{m \omega_{c\alpha}}{\omega}\right) \cdot$$

$$\cdot \frac{\partial}{\partial v_{\parallel 0}} + \frac{m \omega_{c\alpha}}{\omega} \frac{v_{\parallel 0}}{v_{\perp 0}} \cdot \frac{\partial}{\partial v_{\perp 0}}.$$

Les arguments des fonctions de Bessel expriment l'influence du champ H.F. :

$$\mu = \frac{k_{\perp} v_{\perp 0}}{\omega_{c\alpha}}, \quad \nu = -\frac{k_{\perp}}{\Omega} \frac{\omega_{c\alpha}}{\omega_{c\alpha} \pm \Omega} \frac{H_{\sim}}{H_0} \left(v_{\parallel 0} - \frac{\Omega}{k_0}\right), \quad \lambda = \pm \frac{k_{\parallel} v_{\perp 0}}{\omega_{c\alpha} \pm \Omega} \frac{H_{\sim}}{H_0}.$$

Le tenseur σ_{ij} établi, on trouve facilement le tenseur diélectrique

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sum_{e,i} \sigma_{ij}$$

du système : plasma-onde. Ce tenseur détermine toutes les caractéristiques de la propagation des perturbations (ou des ondes) avec des amplitudes relativement faibles et des fréquences différentes de la fréquence Ω .

Pour le but de ce travail, nous nous limiterons à l'étude des microinstabilités modifiées dans le système plasma-onde.

4.2. L'équation de dispersion

Pour les cas traités dans cette étude, l'approximation électrostatique est suffisante. Tout d'abord, notons que les expressions, liées avec le tenseur $\sigma_{ij}(k, \omega)$ (4.11) ont été écrites d'une façon simplifiée. Etant donné que $\sigma_{ij}(k, \omega)$ est encore une fonction du temps, on peut décomposer le tenseur σ_{ij} ainsi que d'autres grandeurs en harmoniques de la fréquence Ω :

$$\sigma_{ij}(k, \omega) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sigma_{ij,n}(k, \omega) e^{in(k_0 z - \Omega t)} \quad (4.13)$$

Dans ce qui suit, on notera

$$\omega_n = \omega + n \Omega, \quad \vec{k}_n = \vec{k} + n \vec{k}_0 \quad (4.14)$$

L'équation de dispersion pour les perturbations électrostatiques peut être établie à l'aide de l'équation de Maxwell

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{E}_1 + 4\pi \vec{J}_1 = 0$$

et l'équation $\vec{J}_1 = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}_1$ que nous avons déjà étudiée. En utilisant (4.13), on trouve que

$$\vec{J}_1(\omega_s, k_s) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \vec{\sigma}(\omega_n, k_n) \cdot \vec{E}_1(\omega_n, k_n) e^{i(n-s)(k_0 z - \Omega t)} \quad (4.15)$$

ce qui transforme l'équation de Maxwell en

$$\begin{aligned} E_{\alpha}(\omega_s, k_s) + \frac{4\pi i}{\omega_s} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sigma_{\alpha\beta, n}(\omega_n, k_n) E_{\beta}(\omega_n, k_n) e^{i(n-s)(k_0 z - \Omega t)} \right. \\ \left. + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sigma_{\alpha\beta, i}(\omega_m, k_m) E_{\beta}(\omega_m, k_m) e^{i(m-s)(k_0 z - \Omega t)} \right\} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Dans l'approximation électrostatique, nous obtenons

$$1 + \frac{4\pi i}{\omega_s} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sigma_{\alpha,\beta} e^{i(\omega_n, k_n)} \frac{k_{\beta,n} k_{\alpha,s}}{k_s^2} e^{i(n-s)(k_0 z - \Omega t)} \frac{\Phi_n}{\Phi_s} \right. \\ \left. + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sigma_{\alpha,\beta} e^{i(\omega_m, k_m)} \frac{k_{\beta,m} k_{\alpha,s}}{k_s^2} e^{i(m-s)(k_0 z - \Omega t)} \frac{\Phi_m}{\Phi_s} \right\} = 0 \quad (4.17)$$

La relation (4.17) représente un système infini d'équations algébriques couplées. Ce système peut être exprimé sous une forme matricielle

$$M \Phi = 0 \quad (4.18)$$

où le vecteur Φ est défini comme

$$\Phi = {}^T \{ \dots \Phi_{-n}, \Phi_{-n+1}, \dots \Phi_1, \Phi_0, \Phi_1, \dots \Phi_{n-1}, \Phi_n, \dots \}$$

La matrice du système (4.18) prend la forme

$$M = \begin{pmatrix} \dots 1 + \Psi_{-2,0} & \Psi_{-2,1} & \Psi_{-2,2} & \Psi_{-2,3} & \Psi_{-2,4} & \dots \\ \dots \Psi_{-1,-1} & \dots 1 + \Psi_{-1,0} & \Psi_{-1,1} & \Psi_{-1,2} & \dots \Psi_{-1,3} & \dots \\ \dots \Psi_{0,-2} & \dots \Psi_{0,-1} & 1 + \Psi_{0,0} & \Psi_{0,1} & \dots \Psi_{0,2} & \dots \\ \dots \Psi_{1,-3} & \dots \Psi_{1,-2} & \Psi_{1,-1} & 1 + \Psi_{1,0} & \dots \Psi_{1,1} & \dots \\ \dots \Psi_{2,-4} & \Psi_{2,-3} & \Psi_{2,-2} & \Psi_{2,-1} & 1 + \Psi_{2,0} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

où l'on a posé

$$\Psi_{s,n-s} = \sum_{e,i} \frac{4\pi i}{\omega_s} \sigma_{\alpha\beta}(\omega_n, k_n) \frac{k_{\beta,n} k_{\alpha,s}}{k_s^2} e^{i(n-s)(k_0 z - \Omega t)}$$

La condition de compatibilité du système (4.18) est

$$\text{Det } M = 0 \quad (4.20)$$

ce qui est l'équation de dispersion cherchée. Evidemment, cette équation ne peut pas être résolue exactement. En tenant compte que les termes dépendent des fonctions de Bessel, on peut montrer, grâce à la présence de dénominateurs dans (4.11), que les termes de $M_{\alpha\beta}$ convergent absolument. Les termes non diagonaux sont faibles, surtout pour les indices s, n élevés. Néanmoins, pour chaque cas particulier, il faut vérifier leurs valeurs relatives. Le "noyau" de la matrice est séparé par une ligne pointillée.

Supposons que $\frac{\partial f_0}{\partial \alpha_0} = 0$, $k_{\perp} = k_y$, $k_{\parallel} = k_z$, $\frac{\partial f_0}{\partial x} \neq 0$, $\frac{\partial^2 f_0}{\partial x^2} = 0$,

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

et calculons le terme dominant dans l'équation (4.20). Alors, en posant

$$f_{0,\alpha} = f_{0,\alpha} \left(x + \frac{v_{\perp 0}}{\omega_{c\alpha}} \right)$$

on trouve pour le terme central de la matrice (4.19), pour une onde polarisée à droite :

$$\frac{k_i k_j}{k^2} \sigma_{i,j,\alpha}(k, \omega) = -\frac{i}{2} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k^2} \int dv_{\parallel 0} dv_{\perp 0} v_{\perp 0} \sum_{\substack{l,m,p,q,r,s=-\infty \\ l+m+r+s=0}}^{+\infty} (-1)^{m+r}$$

$$\frac{e^{i(q-p-r-s)(k_0 z - \Omega t)}}{(m+s)\omega_{c\alpha} + (s-q)\Omega - \omega + k_{\parallel} v_{\parallel 0}}$$

$$\cdot J_1(\mu) J_m(\mu) J_p(v) J_q(v) J_r(\lambda) J_s(\lambda) \{ (1+r) \omega_{c\alpha} + (p+r) \Omega - k_{\parallel} v_{\parallel 0} \}$$

$$\{ (s\Omega + (m+s) \omega_{c\alpha}) \frac{1}{v_{\perp 0}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp 0}} + (k_{\parallel} - q \frac{\Omega v_H}{(v_E + v_{\parallel 0} v_H)}) \frac{\partial}{\partial v_{\parallel 0}} + \frac{k_{\perp}}{\omega_{c\alpha}} \frac{\partial}{\partial x} \} .$$

$$f_{0,\alpha}(x, v_{\perp 0}, v_{\parallel 0}) \quad (4.21)$$

Nous étudierons les instabilités de basses fréquences ω qui se développent dans le plasma soumis à l'influence d'une onde "whistler" avec la fréquence

$$\omega_{ci} \ll \Omega \ll \omega_{ce} \quad (4.22)$$

et la dispersion $\frac{k_o^2 c^2}{\Omega^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega \omega_{ce}} .$

Lorsque $\omega \ll \Omega$, l'équation de dispersion (4.20) est simplifiée :

$$1 + \sum_{e,i} \frac{k_{\alpha} k_{\beta}}{k^2} \sigma_{\alpha\beta}(k, \omega) + 0 \left(\frac{\omega}{\Omega} \right) = 0 \quad (4.23)$$

La condition (4.22) permet de négliger également dans l'équation (4.23) l'influence du champ H.F. sur le mouvement des ions.

4.3. Les conditions de stabilité

Supposons que l'équation de dispersion prenne la forme (4.23) où le tenseur de conductivité est défini par l'équation (4.21). L'équation (4.23) se réécrit :

$$D \equiv 1 + \sum_{e,i} \int dv_{||0} \sum_{\substack{l,m,p,q,r,s=-\infty \\ l+m+r+s=0}}^{+\infty} \frac{F_{\alpha}(v_{||0}, \omega, k)}{v_{||} - \beta_{m,s,q}} = 0 \quad (4.24)$$

où $\beta_{m,s,q} = \frac{\omega}{k_{||}} - \frac{1}{k_{||}} [(m+s)\omega_{c\alpha} + (s-q)\Omega]$, la fonction $F_{\alpha}(v_{||0}, \omega, k)$ est définie à l'aide de (4.21).

L'intégrale (4.24) est singulière. En utilisant les formules de Plemelj (MUSHELISHVILI N.I. (38)), on peut séparer la partie réelle et la partie imaginaire de l'équation (4.24) pour $\text{Im } \omega > 0$:

$$D \equiv 1 + P \sum_{e,i} \int dv_{||0} \sum_{\substack{l,m,p,q,r,s=-\infty \\ l+m+r+s=0}}^{+\infty} \frac{F_{\alpha}(v_{||0}, \omega, k)}{v_{||} - \beta_{m,s,q}} \bigg|_{\text{Im } \omega = 0} + i \pi \sum_{e,i} \sum_{\substack{l,m,p,q,r,s=-\infty \\ l+m+r+s=0}}^{+\infty} F_{\alpha}(v_{||0}, \omega, k) \delta(v_{||} - \beta_{m,s,q}) \bigg|_{\text{Im } \omega = 0} = 0 \quad (4.25)$$

La fonction $F_{\alpha}(v_{||0}) \sim e^{-v_{||}^2}$ d'où suit

$$\lim_{\omega \rightarrow \pm \infty} P \sum_{e,i} \int dv_{||} \sum_{\substack{l,m,p,q,r,s=-\infty \\ l+m+r+s=0}}^{+\infty} \frac{F_{\alpha}(v_{||0}, \omega, k)}{v_{||} - \beta_{m,s,q}} = \begin{cases} 0^{-\text{sign } F} \\ 0^{+\text{sign } F} \end{cases} \quad (4.26)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \pm \infty} \sum_{e,i} \sum_{\substack{l,m,p,q,r,s=-\infty \\ l+m+r+s=0}}^{+\infty} F_{\alpha}(\beta_{m,s,q}, \omega, k) = \begin{cases} 0^{-\text{sign } F} \\ 0^{+\text{sign } F} \end{cases}$$

La fonction $D(\omega)$ de la variable ω complexe est bornée. La relation $D(\omega) = 0$ représente l'image du demi-plan complexe $\text{Re } \omega + i \text{Im } \omega$ dans le domaine de la définition de $D(\omega)$. Lorsque ω varie de $-\infty$ à $+\infty$ sur l'axe réel et en arrière sur un demi-cercle $R \rightarrow \infty$, l'image $D(\omega)$ parcourt une courbe fermée C de Nyquist. Cette courbe commence sur l'axe réel au point initial $\text{Re } D(\omega=-\infty) = 1$. La forme de la courbe C permet d'établir le nombre des zéros N de la fonction $D(\omega)$ dans le domaine de la définition de ω :

$$N = \frac{1}{2\pi i} \oint_{\Gamma} \frac{D'(\omega)}{D(\omega)} d\omega = \frac{1}{2\pi} \Delta_{\Gamma} \text{Arg } D(\omega) \quad (4.27)$$

où Δ_{Γ} signifie le changement de l'argument de la fonction $D(\omega)$ quand ω entoure son domaine de définition. Lorsque k est réel et lorsque $D(\omega)$ contient une constante positive, on trouve que $D(\omega)$ possède au moins une racine $D(\omega) = 0$ quand la courbe C entoure le point $\text{Re } D(\omega) = \text{Im } D(\omega) = 0$.

La condition nécessaire et suffisante pour l'instabilité est alors :

$$\text{Im } D(\omega_R) = 0 \quad \left. \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Im } D(\omega) \right|_{\omega = \omega_R} < 0 \quad (4.28)$$

$$\text{Re } D(\omega_R) < 0$$

Pour la fonction $F(v'', \omega, k)$:

$$\sum_{e,i} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\alpha}(\beta_{m,s,q}, \omega_R, k) = 0 \quad P \sum_{e,i} \int dv'' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_{\alpha}(v'', \omega, k)}{v'' - \beta_{m,s,q}} < 0$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial \omega} \sum_{e,i} \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\alpha}(\beta_{m,s,q}, \omega, k) \right|_{\omega = \omega_R} < 0 \quad (4.29)$$

Dans l'expression (4.29) ω est réel. Les conditions (4.29) sont valables pour le type d'équation de dispersion (4.20). Les conditions (4.29) diffèrent des conditions qui ont été établies par PENROSE O. [39] pour un autre type d'équation de dispersion.

La forme (4.26) de l'équation de dispersion est convenable pour l'analyse numérique de la stabilité. Quand le problème de stabilité est résolu approximativement, on peut exprimer l'intégrale dans (4.26) en prenant sa valeur asymptotique.

Supposons alors que l'équation de dispersion prenne la forme

$$A + \Psi_e(\omega, k) + \Psi_i(\omega, k) = 0 \quad (4.30)$$

où Ψ_e , Ψ_i sont les termes dûs aux électrons ou aux ions. Supposons que le terme Ψ soit une fonction de ω avec un pôle $(\omega - a)$ d'ordre n . Supposons de plus que

$$\lim_{\omega \rightarrow \pm\infty} \Psi_e = \lim_{\omega \rightarrow \pm\infty} \Psi_i = \lim_{\omega \rightarrow 0} \Psi_i = 0 \text{ et que } A \neq 0. \text{ Le contour } \Gamma$$

de Bromwich dans l'intégrale (4.27) doit passer au-dessus de la singularité $\omega = a$. La contribution de l'intégrale autour de $\omega = a$ est $i\pi$, la contribution sur le demi-cercle $R \rightarrow \infty$ qui ferme le contour Γ est zéro. Pour le cas considéré :

$$N = (\text{Arg } D(\omega = +\infty) - \text{Arg } D(\omega = -\infty)) + \frac{n}{2} \quad (4.31)$$

Puisque N doit être entier et positif, n doit être pair, $n = 2m$, $m = 0, 1, 2, \dots$. A l'aide de l'expression (4.31) on peut établir les conditions de stabilité pour deux cas particuliers :

$$\begin{aligned}
 1. \quad n=0 \quad \text{Im } D(\omega_R) = 0, \quad \left. \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Im } D(\omega) \right|_{\omega=\omega_R} < 0 \\
 \text{sign Re } D(\omega_R) = \text{sign } A, \quad A \neq 0
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

$$\begin{aligned}
 2. \quad n=2 \quad \text{Im } D(\omega_R) = 0 \\
 \text{sign Re } D(\omega_R) = -\text{sign} \left. \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Im } D(\omega) \right|_{\omega=\omega_R} \\
 \text{sign Re } D(\omega_{R\pm 1}) = -\text{sign Re } D(\omega_R)
 \end{aligned} \tag{4.33}$$

$$\text{sign } A = - \text{sign } D(\omega = 0)$$

$$A \neq 0$$

Les conditions (4.32) et (4.33) sont valables
pour :

$$\lim_{\omega \rightarrow \pm 0} D(\omega) = \pm \infty$$

$$\omega \rightarrow \pm 0$$

$$\text{Im } D(\omega, k) = - \text{Im } D(-\omega, k)$$

$$\text{Re } D(\omega, k) = \text{Re } D(-\omega, k)$$

$$(4.34)$$

$$\text{Im } D(\omega = 0, k) = 0$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \pm \infty} \text{Re } D(\omega) = \lim_{\omega \rightarrow \pm \infty} \text{Im } D(\omega) = 0$$

4.4. Les instabilités du plasma avec température ionique anisotrope

Nous étudierons, ainsi que dans le Chapitre 1, les instabilités du cône de pertes en supposant qu'uniquement la fonction de distribution des ions est anisotrope. En posant $\omega \ll \Omega$, $\omega_{pi} \gg \omega_{ci}$, $k_{||} \ll k_o$, $\Omega \gg k_o v_{the}$, on trouve pour $k_{||} \ll k_{\perp}$, $\lambda \ll 1$ à l'aide d'expression (4.21) l'équation de dispersion suivante (TEICHMANN J. (40)) :

$$1 + \frac{k_{\perp}^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{k_o^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} (1 - J_o^2(v)) - \frac{k_{||}^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} J_o^2(v) - \kappa \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{||} \omega_{ci}} \frac{k_{\perp}^2}{k^2} J_o^2(v) -$$

$$- \frac{1 - \Delta}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \omega_{pi}^2 + F_i(\omega, k, v_{thi}) + 0 \left(\frac{k_{||}}{k_o}, \frac{\omega}{\Omega} \right) = 0 \quad (4.35)$$

Ici, on a posé :

$$F_i(\omega, k, v_{thi}) = \frac{\omega \omega_{pi}^2}{k^2} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \int dv_{\perp} \frac{J_s^2(\mu_i)}{\omega - s \omega_{ci}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \left(\int dv_{||} \int_0^{2\pi} d f_{oi} \right)$$

Dans cette relation, nous avons introduit la densité relative des ions chauds, Δ et le gradient de la densité $\kappa = \frac{\partial}{\partial x} \ln n_o$. L'équation (4.35) couvre une classe importante d'instabilités. Grâce à la valeur élevée de la vitesse de phase $\frac{\Omega}{k_o}$ dans l'argument v , l'intégrale du type

$$P \int \frac{J_o^2(v)}{\omega - k_{||} v_{||}} f_{o,e} dv_{||}$$

qui figure dans l'équation de dispersion (1.3) et (1.4), s'intègre en donnant le terme $J_o^2(v)$ dans (4.35). Pour les valeurs élevées de $\frac{\Omega}{k_o}$,

$$v \approx \frac{k_{\perp}}{k_o} \frac{\omega_{ce}}{\Omega + \omega_{ce}} \frac{H_{||}}{H_o}.$$

L'intégrale correspondant aux ions, $F_i(\omega, k, v_{thi})$ satisfait les propriétés (4.34). Alors, pour le cas particulier $\Delta = 1$, $\kappa = 0$, l'équation de dispersion correspond à l'équation du type (4.33) avec $n = 2$. Nous retrouvons donc les conditions de stabilité :

$$\text{Im } F_i(\omega_R) = 0$$

$$\text{sign} \left\{ -\frac{k''^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_R^2} J_O^2(v) + \text{Re } F_i(\omega_R) \right\} = -\text{sign} \left. \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Im } F_i(\omega) \right|_{\omega=\omega_R}$$

$$\text{sign} \left\{ -\frac{k''^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{R+1}^2} J_O^2(v) + \text{Re } F_i(\omega_{R+1}) \right\} = -\text{sign} \left\{ -\frac{k''^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_R^2} J_O^2(v) + F_i(\omega_R) \right\}$$

$$\text{sign} \left\{ 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \frac{k_1^2}{k^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} \frac{k_O^2}{k^2} (1 - J_O^2(v)) \right\} = -\text{sign} \lim_{\omega \rightarrow 0} \left\{ -\frac{k''^2}{k^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} J_O^2(v) + F_i(\omega_R) \right\} \quad (4.36)$$

Les relations (4.35) (4.36) montrent les trois mécanismes de la stabilisation. La présence de la vitesse de phase $\frac{\Omega}{k_O}$ change le seuil de l'instabilité, ce qui élargit la gamme des paramètres du plasma qui correspondent à l'état stable. Une stabilisation complète a lieu pour $v = v_R$, $J_O(v_R) = 0$. Finalement, dans la région de l'instabilité, le taux de croissance est réduit par le multiplicateur $\sim J_O^2(v)$, TEICHMANN J. (40).

L'intégrale $F_i(\omega, k, v_{thi})$ peut être approximée dans les cas les plus intéressants. Pour $|\text{Im } \omega| \gg \omega_{ci}$ nous utiliserons l'approximation introduite dans le travail de POST R.F., ROSENBLUTH M.N. (27). Nous trouvons le taux de croissance

$$\gamma \sim -\frac{1}{2\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} k_{\parallel}^2 J_0^2(\nu) \frac{\frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{thi}^2} \operatorname{Im} F_{i,PR}}{\left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{thi}^2} \operatorname{Re} |F_{i,PR}| - \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} \frac{k_o^2}{k^2}\right)^2 + \frac{\omega_{pi}^4}{k^4 v_{thi}^4} (\operatorname{Im} F_{i,PR})^2} \quad (4.37)$$

ce qui est approximativement $\gamma \sim \gamma_0 J_0^2(\nu)$ lorsque le terme contenant $\frac{\Omega}{k}$ n'est pas important. Ce résultat est en accord avec le travail de IVANOV A.A., MURAVEV V.F. (42). Evidemment, $\gamma = 0$ pour $\nu = \nu_R$. Le domaine instable est partagé par les zéros de la fonction de Bessel $J_0(\nu)$ dans les régions avec des taux de croissance fortement réduits.

Le cas considéré était étudié numériquement. Sur la Figure 3 est tracé l'hodographe de Nyquist pour la distribution des ions correspondante à un rapport miroir 3,3 et pour

$$\omega_{pi}^2 \sim k^2 v_{thi}^2, \quad k_{\parallel} = k \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}, \quad \omega_{pi}^2 = \omega_{ci}^2 \frac{m_i}{m_e}.$$

Le plasma est instable. La Fig. 4 comporte l'hodographe pour le même cas mais en présence du champ H.F. tel que $\nu = \nu_R$. Dans ce cas, l'équation de dispersion correspond à l'équation (4.30) avec $n = 0$. La courbe montre que le plasma est stable. Finalement, la Figure 5 montre l'hodographe pour

$$\frac{k_o^2 v_{thi}^2}{\Omega^2} \sim 10^{-4}, \quad \nu = 0,5.$$

C'est le terme correspondant à la vitesse de phase qui a l'influence dominante dans ce cas. On voit que $\frac{1}{2\pi} \Delta_{\Gamma} \operatorname{Arg} D(\omega) = -1$, donc, $N = 0$ et le plasma est stable.

Le calcul analogue a été fait pour une fonction de distribution des ions qui s'approche de la fonction de DIRAC (27). La Figure 6 montre le cas instable.

La présence d'un mode "siffleur" déforme l'hodographe et on obtient une courbe tracée sur la Fig. 7. Par conséquent $n = 0$, $N = 0$, le plasma est stable. Ce cas correspond à $v = v_R$.

La réduction de γ est accompagnée d'une augmentation de la valeur de $k_{||}$:

$$|\text{Im } k_{||}| \sim \frac{1}{2} J_0^{-1}(v) \frac{\omega_{pi}}{v_{thi}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{\omega}{k v_{thi}} \frac{F_{i,PR}}{\sqrt{1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2} \frac{k_o^2}{k^2}}} \quad (4.38)$$

ce qui signifie que la frontière entre les modes absolument instables et les modes convectifs, est changée également sous l'influence du champ H.F. Le champ H.F. déplace le spectre des oscillations dans le domaine des petites longueurs d'onde, dont la contribution à la diffusion anormale est plus faible.

Etudions encore les instabilités qui se développent dans le plasma inhomogène, $\kappa < 0$, $\Delta = 1$. Dans la limite $\frac{k_{\perp} v_i}{\omega_{ci}} \gg 1$, le taux de croissance prend la forme :

$$\gamma = \gamma_0 \left(\frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left\{ \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{m_e}{m_i} - \frac{k_o^2}{k^2} \frac{\omega_{ci}^2}{\Omega^2} \frac{m_i}{m_e} (1 - J_0^2(v)) \right\}^{-1/2} \cdot J_0^{3/2}(v) \quad (4.39)$$

La réduction de γ , $\gamma \sim \gamma_0 J_0^{3/2}(v)$ est valable pour une classe de distributions des ions, y compris la distribution étudiée dans le Chapitre 1. Les instabilités se développent lorsque le gradient κ est supérieur à une valeur critique

$$\left(\frac{\kappa \langle v_i \rangle}{\omega_{ci}} \right)_{\text{crit}} = 0,38 \left\{ \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2} + \frac{m_e}{m_i} - \frac{k_o^2}{k^2} \frac{\omega_{ci}^2}{\Omega^2} \frac{m_i}{m_e} (1 - J_0^2(v)) \right\} J_0^{-2}(v) \quad (4.40)$$

Le champ H.F. déplace le seuil de l'instabilité vers les grandes valeurs du gradient κ . Cette propriété du champ H.F. est commune à toutes les instabilités de dérive avec la distribution des ions dans la forme du cône des pertes. En suivant l'analyse, similaire au travail de AAMODT R.E. (43), on trouve généralement que $\kappa_{\text{crit}} = \kappa_{\text{crit},0} J_0^{-2}(v)$. Suivant le travail (43), l'équation de dispersion (4.34) peut être transformée en ($\Delta = 1$) :

$$\frac{|\kappa| J_0^2(v)}{k_{\perp}} = \frac{m_e}{m_i} \left\{ 1 + \frac{m_i}{m_e} \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2} - \frac{k_o^2}{k^2} \frac{\omega_{ci}^2}{\Omega^2} \frac{m_i^2}{m_e^2} (1 - J_0^2(v)) \right\} \frac{\omega}{\omega_{ci}} +$$

$$+ \left(\frac{\omega}{\omega_{ci}} \right)^2 \frac{k_{\perp}^2 v_{thi}^2}{2 \omega_{ci}^2} S \left(\frac{\omega}{\omega_{ci}}, \frac{k_{\perp}^2 v_{thi}^2}{2 \omega_{ci}^2} \right)$$

où S est l'intégrale F_1 normalisée. L'expression à droite, $R(y)$, $y = \frac{\omega}{\omega_{ci}}$, de cette relation est tracée pour $v = 0$ sur la Fig. 8, (43). L'influence du champ H.F. considéré, $v \neq 0$, se traduit par un changement d'échelle verticale par $J_0^2(v)$, la courbe "a" représente le changement de la position de l'axe horizontal sous l'influence du terme contenant la vitesse de phase $\frac{\Omega}{k}$ de l'onde H.F. La courbe "b" montre une des solutions graphiques de l'équation de dispersion pour $v \neq 0$.

La théorie présentée était appliquée aussi pour les autres types de distributions des ions dans l'espace des vitesses, TEICHMANN J. (45, 46). Nous donnons ici quelques résultats de cette étude. Dans les plasmas avec la distribution bimaxwellienne, la présence d'onde "Hélicon" réduit l'absorption de CÉRENKOV sur les électrons. D'où suit un léger élargissement du domaine d'instabilité ionique-acoustique. Le taux de croissance augmente légèrement.

D'autre part, les ondes d'énergie négative pour lesquelles $T_{\perp i} \gg T_{\parallel i}$, $\omega \gg k_{\parallel} v_{thi}$, $|\omega - \omega_{ci}| \ll \omega_{ci}$, sont stabilisées fortement $\gamma \sim \gamma_0 J_0^2(v)$. Pour les ondes de Langmuir avec des grandes vitesses de phase, $\omega \gg k_{\parallel} v_{the}$ et des fréquences au voisinage des harmoniques cyclotron, $|\omega - \omega_{ci}| \ll k_{\parallel} v_{thi}$, le taux de croissance est réduit selon $\gamma \sim \gamma_0 |J_0(v)|$. Le seuil de ces instabilités correspond aux densités élevées,

$$(\omega_{pe})_{cr} \sim \frac{\omega_{ci}}{|J_0(v)|}.$$

Des résultats similaires ont été obtenus pour la distribution des ions dans la limite de la fonction de Dirac. La réduction des taux de croissance varie également entre $\gamma \sim \gamma_0 |J_0(v)|$ et $\gamma \sim \gamma_0 |J_0^2(v)|$.

4.5. Les instabilités de dérive

L'équation de dispersion générale (4.20) permet d'étudier plusieurs classes d'instabilités. Nous étudierons ici les modes de dérive. L'étude analogue effectuée par TEICHMANN J., IVANOV A.A., KRLÍN L. (44), a été basée sur l'équation cinétique de la forme (1.1). On a montré que la vitesse de dérive,

$$v_D \sim \frac{\tilde{H}}{H_0} \frac{\Omega}{k_0}$$

qui est supérieure à la vitesse thermique des électrons,

$$\frac{v_D}{v_{the}} \sim \frac{k_0 c}{\omega_{pe} \beta} \gg 1$$

pour le plasma avec faible β

$$(\beta = \frac{8\pi n_0 T_\perp^2}{H_0^2})$$

influence nettement le mouvement transversal des particules. De ce fait, le champ H.F. change les conditions de la stabilité. Le même résultat se déduit de l'équation (4.20) qui pour $\Omega \ll \omega_{c\alpha}$ prend la forme suivante :

$$1 + \frac{T_e}{T_i} \left\{ -\frac{1}{2} \frac{k_0^2 v_{thi}^2}{\Omega^2} + \frac{1}{n_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{||} \frac{\omega_i^* \left(1 - \frac{\eta_i}{2} + \frac{v_{||}^2}{v_{thi}^2} \eta_i\right) + v_{||} \frac{\omega - \frac{k_{||}}{k_0} \Omega}{v_{||} - \frac{\Omega}{k_0}}}{k_{||} v_{||} - \omega} \right. \\ \left. \cdot J_0^2(v) f_{0,i} \right\} \approx 0 \quad (4.41)$$

Pour $T_i \sim T_e$, nous trouvons à la place de (1.11), (1.12) :

$$\omega \approx \omega_i^* \left(\frac{\eta_i}{2} - 1 \right) \frac{A_i}{1 - \frac{1}{2} \frac{k_o^2 v_{thi}^2}{\Omega^2}}$$

$$\gamma \approx - \sqrt{\pi} \frac{\omega^2}{|k_{||}| v_{thi} A_i} \left\{ 1 + \frac{\omega^2 \eta_i}{k_{||}^2 v_{thi}^2} \frac{1}{1 - \frac{\eta_i}{2}} \right\} J_o^2 \left(\frac{k_{\perp}}{\Omega} \frac{H}{H_o} \left(\frac{\omega}{k_{||}} - \frac{\Omega}{k_o} \right) \right) e^{-\frac{\omega^2}{k_{||}^2 v_{thi}^2}} \quad (4.42)$$

L'intégrale

$$A_i = \frac{1}{n_o} \int_{-\infty}^{+\infty} dv_{||} J_o^2(v) f_{o,i}$$

diminue lorsque v augmente. Si on compare les expressions pour le taux de croissance (1.12) et (4.42), on voit que le champ d'une onde "siffleur" est plus efficace que le champ $H_{\phi}^{\sim}$ simple.

De la même façon, on a étudié l'instabilité universelle, $\eta_i \approx 0$. Dans la gamme des fréquences Ω , $\omega_{ci} \ll \Omega \ll \omega_{ce}$, on trouve que le champ H.F. d'une onde hélicoïdale ne modifie pas le taux de croissance. La grande vitesse de phase supprime notablement l'effet favorable de la composante $H^{\sim}$. Mais dans une onde stationnaire, quand le premier terme dans les parenthèses (4.41) est remplacé par 1, l'effet stabilisant est assez fort.

Il faut noter que selon la condition $k_{\perp} \gg k_o$, cette méthode de stabilisation est efficace dans les plasmas de volume important.

5. LA VERIFICATION EXPERIMENTALE

En ce qui concerne la vérification de la théorie présentée, au moins dans le domaine des plasmas collisionnels, deux expériences ont été réalisées. La première expérience était consacrée à l'étude des instabilités du type "screw-type", ARTSIMOVICH L.L., IVANOV A.A., RUSANOV V.D., SOBOLEV S.S., TEICHMANN J. (47). La décharge dans l'hélium était excitée dans un tube de 200 cm de long, 2,8 cm de diamètre. La pression d'hélium était 0,1 mm Hg. Le champ H.F. était créé à l'aide d'un conducteur axial isolé, parcouru par un courant H.F. et parallèle au champ magnétostatique. Le champ critique H_0 pour l'instabilité était 750 Oe. La fréquence du champ H.F. était $\frac{\Omega}{2\pi} = 100$ kHz. L'effet de la réduction des amplitudes d'instabilité a été observé Fig.9. L'oscillogramme à gauche correspond à un mode "screw-type" pur, l'oscillogramme à droite est le même mode sous l'influence du champ H_ϕ . On a aussi trouvé que le gradient longitudinal du champ électrique, E_{oz} , de décharge était diminué ainsi que la diffusion radiale d'environ 20 % en comparaison au cas sans champ H.F.

Sur une autre expérience, IVANOV A.A., KAZAKOV Ju.B., LUKIANCHUK A.N., RUSANOV V.D., SOBOLEV S.S., TEICHMANN J. (48) ont étudié aussi la stabilisation dynamique des instabilités de dérive dans la machine Q. Dans le domaine des paramètres $n_0 \sim 5 \cdot 10^8 \div 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim T_i \sim 0,2 \text{ eV}$, $H_0 = 200 \div 1500 \text{ G}$, on a mesuré sur un plasma de potassium le spectre des oscillations sous l'influence du champ azimutal H.F., H_ϕ . Ce champ était excité également dans cette expérience à l'aide d'un conducteur central isolé conduisant le courant H.F. La fréquence du champ H.F. était $\Omega/2\pi = 120 \text{ kHz}$, l'amplitude H_ϕ a atteint 50 Oe maximum.

On a trouvé que le spectre des perturbations du type de bruit blanc, a disparu complètement quand $\frac{H}{H_0} \sim 0,01$.

Pour les oscillations discrètes, on a observé une réduction d'amplitude. Cet effet est illustré sur la Fig.10 où la réduction des amplitudes du premier (1) et du second (2) harmonique comme fonction de $\frac{H}{H_0}$ est tracée. Selon la théorie (Chapitre 3), les instabilités avec des valeurs élevées de ω et k sont stabilisées plus facilement. On a trouvé aussi une quantitative diminution de la diffusion radiale. Le chauffage des électrons par le champ H.F. était faible, $\Delta T_e \lesssim 30 \%$.

Parmi les autres expériences, on peut mentionner le travail de DUBOVOI L.V., DJATLOV V.D. (49). Dans une décharge de Penning (longueur 40 cm, diamètre 10 cm, pression $2 \cdot 10^{-4}$ mm Hg) d'hydrogène situé dans le champ magnétostatique $0,5 \div 3$ kG, on a étudié des instabilités résistives. Les auteurs ont créé un courant longitudinal H.F. ($0 \div 100$ A), oscillant à la fréquence de 6 MHz. On a trouvé que si le courant H.F. dépasse une certaine limite ($I \sim > 7,5$ A, $I \sim \sim 20$ A), le champ H_ϕ excité de cette manière, entraîne une réduction importante : $20 \div 30$ fois des amplitudes des instabilités. Le spectre, illustré sur la Fig.11, montre l'influence d'une impulsion de la durée 50 μ s du courant H.F. sur les amplitudes des modes résistives. Néanmoins, il faut noter que cette expérience ne correspond pas exactement aux modèles adoptés dans la théorie où l'on n'a pas tenu compte d'un courant oscillant intense dans le plasma.

Récemment, ALCOCK M.W., KEEN B.E. (50), ont mesuré l'effet du champ H_ϕ sur les instabilités de dérive dissipatives dans l' "afterglow" de décharge dans l'hélium et l'hydrogène,

$n_0 \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$, $\frac{\omega}{2\pi} \sim 2,5 \text{ kHz}$, $\frac{1}{k_{\parallel}} \sim 150 \text{ cm}$,
 $H_0 = 225 \text{ G}$. La Fig.12 montre l'influence du champ $H \sim$ sur les oscillations du plasma quand Ω varie. La valeur du champ critique, qui stabilise les oscillations, est tracée comme fonction de Ω . La stabilisation a lieu pour les amplitudes $H \sim$ d'ordre $\frac{H \sim}{H_0} \sim 0,01$. La courbe pointillée, Fig.12, correspond à la valeur théorique. La déviation entre la valeur expérimentale et théorique dans le domaine des basses fréquences Ω est probablement liée au fait que pour $\omega \sim \Omega$, la méthode des valeurs moyennes, utilisée dans la théorie, perd sa validité. La réduction des amplitudes de l'instabilité par le champ $H_{\phi} \sim$ est illustrée sur la Fig.13. Dans cette expérience, on a vérifié que d'autres mécanismes, comme le chauffage ou la production du plasma, n'ont aucune influence sur l'instabilité.

Jusqu'ici, on n'a pas encore vérifié la théorie de la stabilisation dynamique par les champs magnétiques H.F. dans le plasma sans collisions.

6. CONCLUSION

Selon la théorie présentée, le champ H.F. électromagnétique avec la composante magnétique dominante, est capable de changer les propriétés diélectriques du plasma de telle manière que la plupart des microinstabilités peut être supprimée soit totalement, soit partiellement. Nous avons montré que pour une stabilisation efficace des perturbations du type de cône des pertes et des instabilités cyclotroniques, le champ H.F. d'une onde polarisée à droite, se propageant le long du champ magnétostatique, est préférable. La fréquence de cette onde doit être supérieure à ω_{ci} pour la stabilisation des modes cyclotroniques et supérieure à $\min(\omega_{pi}, \omega_{ci})$ pour la stabilisation des modes du cône de pertes. Les instabilités de dérive peuvent être stabilisées à l'aide des champs H.F. de basse impédance qui pénétrant dans la couche de plasma où les gradients de la densité et de la température sont les plus forts. Pour exciter un tel champ H.F., un système de conducteurs, situés le long de la surface du plasma dans la direction du champ magnétostatique, est proposé.

On a montré que le mécanisme primordial de la stabilisation est le déplacement périodique de la ligne de force du champ magnétique instantané. Cette oscillations de la direction du vecteur du champ introduit un nouveau degré de liberté qui permet aux particules de se mouvoir à travers le champ magnétostatique. Evidemment, les propriétés diélectriques d'un tel plasma sont profondément modifiées, ce qui se traduit par soit l'absence de certains types d'instabilités, soit la réduction des taux de croissance des instabilités qui demeurent.

L'effet de la composante H_{ϕ} sur les différents types d'instabilités, est illustré sur le tableau I où l'on a indiqué le changement des taux de croissance, les conditions pour la fréquence Ω du champ H.F. et les amplitudes H nécessaires pour la stabilisation.

L'influence de différentes composantes électriques H.F. a été discutée en détail. Celles-ci introduisent des vitesses de dérive dont l'influence peut se révéler favorable. Dans le travail, nous avons supposé que les amplitudes et fréquences du champ H.F. sont telles que les instabilités paramétriques ne sont pas importantes.

Les collisions ne changent pas le mécanisme principal de la stabilisation. Egalement, comme pour les plasmas de Vlasov, les instabilités "magnétohydrodynamiques" sont influencées favorablement lorsque le champ H.F. n'est pas gelé dans le plasma.

En général, les microinstabilités dans le plasma sans collisions, peuvent se classer en deux groupes du point de vue de la stabilisation. Le premier groupe est représenté par les modes dont la dispersion est déterminée par l'interaction entre les électrons et les ions. Ces instabilités sont nettement influencées par les champs H.F. et sont plus ou moins facilement stabilisées selon les conditions nécessaires. Le second groupe des microinstabilités : les oscillations qui sont excitées par les processus collectifs dûs à une seule espèce de particules, sont peu sensibles aux champs H.F. Ce sont par exemple les modes de Harris, les instabilités de flûte avec énergie nulle dans le plasma, dont la distribution des ions est du type de cône de pertes, ainsi que les instabilités électromagnétiques qui se propagent le long du champ magnétostatique dans le plasma dont la distribution des particules est bimaxwellienne. Evidemment, les microins-

tabilités de haute fréquence aussi, ne peuvent pas être supprimées par les champs H.F. étudiés. En général, ces modes créent le fond turbulent dans le plasma dont l'influence sur la diffusion anormale est moins importante que celle des oscillations de basse fréquence ayant de larges taux de croissance.

Le spectre des instabilités se déplace sous l'influence du champ H.F. vers de petites longueurs d'ondes longitudinales. D'autre part, les instabilités avec $k_{\perp}$ élevées, sont stabilisées par les champs H.F. relativement faibles.

Le fait que la plupart des instabilités du type cône de pertes est bien stabilisée soit par un champ H_{ϕ} soit par le champ d'une onde "siffleur", a une grande signification pour les machines ouvertes où les instabilités citées représentent une cause principale de fuite des particules.

Les conséquences physiques du mécanisme de stabilisation peuvent être appliquées aussi pour créer un dispositif permettant de diagnostiquer les instabilités. On a montré dans le travail que les modes avec $k_{\perp}$ grandes, sont les plus sensibles au champ H.F.

Si on excite dans le plasma étudié un des champs H.F. considérés dont l'amplitude $H_{\perp}$ augmente, le spectre des instabilités commence à se modifier tout d'abord dans le domaine des $k_{\perp}$ les plus grandes. Lorsque $H_{\perp}$ augmente, les modes ayant la valeur de $k_{\perp}$ plus petit, commencent à disparaître. De telle manière, l'analyse de spectre des instabilités peut être effectuée.

Les résultats théoriques ont été vérifiés pour le plasma collisionnel par plusieurs travaux expérimentaux. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les prédictions théoriques.

On peut donc conclure que le mécanisme de la stabilisation, présenté dans le travail, est l'un des moyens possibles de la stabilisation des plasmas avec faible β .

L'INFLUENCE DU CHAMP $\tilde{H}_\phi$

INSTABILITE	TAUX DE CROISSANCE	CONDITIONS DE STABILISATION	FREQUENCE APPLIQUEE
Cône de pertes $\forall n_o=0, k_{\parallel} \ll k_{\perp}$	$\gamma \rightarrow 0$	$\frac{\tilde{H}}{H_o} > \frac{v_{thi}}{v_{the}}$	$\min(\omega_{pi}, \omega_{ci}) \ll \Omega < \omega_{ce}$
Cône de pertes $\forall n_o \neq 0, k_{\parallel} \sim 0$	$\gamma \sim A_e^2$	$\frac{k_{\perp} v_{the}}{\Omega} \frac{\tilde{H}}{H_o} > 1$	$\min(\omega_{pi}, \omega_{ci}) \ll \Omega < \omega_{ce}$
Cyclotronique $\forall n_o=0, f_{oi} \sim \delta (v_{\perp} - v_{\perp o})$	$\gamma \rightarrow 0$	$\frac{\tilde{H}}{H_o} > \frac{v_{thi}}{v_{the}}$	$\omega_{ci} \ll \Omega < \omega_{ce}$
Dérive $\eta_i > 2$	$\gamma \sim A_{iO} J_O^2 (\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \frac{\omega}{\Omega} \frac{\tilde{H}}{H_o})$	$\frac{k_{\perp} v_{thi}}{\Omega} \frac{\tilde{H}}{H_o} > 1$	$\omega_i^* < \Omega \ll \omega_{ci}$
Universelle $\eta_e > 2$	$\gamma \sim A_{iO} J_O^2 (\frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \frac{\omega}{\Omega} \frac{\tilde{H}}{H_o})$	$\frac{k_{\perp} v_{thi}}{\Omega} \frac{\tilde{H}}{H_o} > 1$	$\omega_e^* < \Omega \ll \omega_{ci}$
Dérive cyclotronique $\forall n_o \neq 0, \forall T = 0$	$\gamma \rightarrow 0$	$\frac{\tilde{H}}{H_o} > (\frac{m_e}{m_i})^{1/2} \frac{\rho_i \Omega}{a \omega_{ci}}$	$\omega_{ci} \ll \Omega < \omega_{ce}$
Flûte $k_{\parallel} \sim 0$	$\gamma \rightarrow 0$	$\frac{\tilde{H}}{H_o} > \left \frac{\partial \ln H_o}{\partial x} \right \rho_e$	$\frac{T_i}{m_i} \frac{\partial \ln H_o}{\partial x} \cdot \frac{\partial \ln n_o}{\partial x}^{1/2} < \Omega < \omega_{ce}$

TABEAU I

A P P E N D I C E I

Le vecteur des perturbations dans les variables v_α est défini par

$$T_X = \left(v_e, \frac{d}{dt} v_e, v_i, \frac{d}{dt} v_i \right)$$

La matrice du système des équations magnéto-hydrodynamiques, périodique dans le temps, se compose des termes non nuls :

$$M_{12} = M_{31} = 1, M_{21} = -\omega_{pe}^2, M_{33} = -\omega_{pi}^2, M_{41} = \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{pe}^2} M_{23}^*$$

$$M_{23} = -\omega_{pe}^2 \exp \left(-i \sum_{s=1}^p a_s \sin(\Omega_s t + \psi_s) + i \vec{k} \cdot \vec{U} t \right)$$

Les vitesses des électrons et des ions s'expriment par les relations :

$$\vec{V}_\alpha = \vec{U}_{o,\alpha} - \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \sum_{s=1}^p \frac{\vec{E}_s}{\Omega_s} \cos(\Omega_s t + \psi_s), \quad \vec{U} = \vec{U}_{oe} - \vec{U}_{oi},$$

$$a_s = \frac{\vec{k} \cdot \vec{E}_s}{\Omega_s^2} \left(\frac{e_e}{m_e} - \frac{e_i}{m_i} \right)$$

A P P E N D I C E I I

Les tenseurs, qui constituent le tenseur de la conductivité d'espèce α , sont définis comme suit :

$$Q_{i,j,1} = \begin{pmatrix} -iv_{\perp} \psi^{1,m} \hat{A} & v_{\perp} \frac{m}{\mu} \psi_m^1 \hat{A} & v_{\perp} \psi_m^1 \hat{B}_m \\ \psi_{p,q,r,s} \begin{pmatrix} v_{\perp} \frac{1}{\mu} \psi_1^m \hat{A} & iv_{\perp} \frac{1m}{\mu^2} \psi_{1,m} \hat{A} & iv_{\perp} \frac{1}{\mu} \psi_{1,m} \hat{B}_m \\ -v_{\parallel} \psi_1^m \hat{A} & -iv_{\parallel} \frac{m}{\mu} \psi_{1,m} \hat{A} & -iv_{\parallel} \psi_{1,m} \hat{B}_m \end{pmatrix} \end{pmatrix}$$

$$Q_{i,j,2} = \begin{pmatrix} -i W_E \psi^{m,p} \hat{A} & W_E \frac{m}{\mu} \psi_m^p \hat{A} & W_E \psi_m^p \hat{B}_m \\ \psi_{1,q,r,s} \begin{pmatrix} -W_E \frac{p}{v} \psi_p^m \hat{A} & -i W_E \frac{mp}{\mu v} \psi_{m,p} \hat{A} & -i W_E \frac{p}{v} \psi_{m,p} \hat{B}_m \\ v_{\perp} v_H \frac{r}{\lambda} \psi_p^m \hat{A} & i v_{\perp} v_H \frac{rm}{\lambda \mu} \psi_{m,p} \hat{A} & i v_{\perp} v_H \frac{r}{\lambda} \psi_{m,p} \hat{B}_m \end{pmatrix} \end{pmatrix}$$

Dans le premier tenseur on retrouve l'expression habituelle qui exprime la réponse du magnétoplasma aux perturbations électromagnétiques sans modification des orbites des particules. Le second tenseur représente une correction donnée par la fonction de Green, perturbée par le champ H.F. superposé. Les deux tenseurs suivants :

$$Q_{i,j,4} = \psi_{1,r}$$

$$\{-i \frac{k_1}{\omega} w_E \psi_{m,q}^P, s\}$$

$$+ \frac{k_1}{2} w_H (\frac{i}{2} \psi_{m,q}^P (\psi_{s-1,q+1}^{-\psi} s+1, q-1))$$

$$+ i \psi_{m,q}^P \} w_E \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$+ \{-i w'' \psi_{m,s}^P, q + i \frac{k_1 v_1}{\omega} v_H \psi_{m,q}^P, s\} w_E \cdot$$

$$\cdot \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\frac{k_1}{\omega} w_E \psi_{m,p,q}^s \frac{p}{v}$$

$$+ \frac{1}{2} k'' w_H (\frac{1}{2} \frac{p}{v} \psi_{m,p} (\psi_{s-1,q+1}^{-\psi} s+1, q-1))$$

$$+ \frac{p}{v} \psi_{m,p,q}^m \} w_E \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$+ \{-w'' \frac{p}{v} \psi_{m,p,s}^q + \frac{k_1 v_1}{\omega} v_H \frac{p}{v} \psi_{m,p,q}^s\} \cdot$$

$$\cdot w_E \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\frac{k_1 w_E}{\omega} \frac{r}{\lambda} \psi_{m,p,q}^s$$

$$\frac{1}{2} k'' w_H (-\frac{1}{2} \frac{r}{\lambda} \psi_{m,p} (\psi_{s-1,q+1}^{-\psi} s+1, q-1))$$

$$- \frac{r}{\lambda} \psi_{m,p,q}^m \} v_1 v_H \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$+ \{w'' \frac{r}{\lambda} \psi_{m,p,s}^q - \frac{k_1 v_1}{\omega} v_H \psi_{m,p,q}^s \frac{r}{\lambda} \} \cdot$$

$$\cdot v_1 v_H \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\{\frac{k_1}{2} w_H (-\frac{m}{\mu} \psi_{m,q}^P, s\}$$

$$+ \frac{1}{2} \psi_{m,q}^P (\psi_{s-1,q+1}^{+\psi} s+1, q-1)) \} w_E \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$+ w'' \frac{q}{v} \psi_{m,q}^P w_E \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\{v_H \frac{s}{\lambda} \psi_{m,q}^P, s - \frac{k_1}{2} w_H (-\frac{m}{\mu} \psi_{m,q}^P, s\}$$

$$+ \frac{1}{2} \psi_{m,q}^P (\psi_{s-1,q+1}^{+\psi} s+1, q-1)) \} w_E \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$- \frac{k_1 v_E}{\omega} \frac{q}{v} \psi_{m,q}^P w_E \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\{\frac{k_1}{2} w_H (i \frac{mp}{\mu v} \psi_{m,p,q}, s\}$$

$$- \frac{i}{2} \frac{p}{v} \psi_{m,p} (\psi_{s-1,q+1}^{+\psi} s+1, q-1)) \} w_E \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$- w'' i \frac{pq}{v} \psi_{m,p,q}, s w_E \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\{-i v_H \frac{sp}{v \lambda} \psi_{m,p,q}, s - \frac{k_1}{2} w_H (i \frac{mp}{\mu v} \psi_{m,p,q}, s\}$$

$$- \frac{i}{2} \frac{p}{v} \psi_{m,p} (\psi_{s-1,q+1}^{+\psi} s+1, q-1)) \} w_E \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$+ i \frac{k_1 v_E}{\omega} \frac{pq}{v} \psi_{m,p,q}, s w_E \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\{\frac{k_1}{2} w_H (-i \frac{mr}{\mu \lambda} \psi_{m,p,q}, s\}$$

$$+ \frac{i}{2} \frac{r}{\lambda} \psi_{m,p} (\psi_{s-1,q+1}^{+\psi} s+1, q-1)) \} v_1 v_H \cdot$$

$$\frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$+ i w'' \frac{rq}{\lambda v} \psi_{m,p,q}, s v_1 v_H \frac{\partial}{\partial v''}$$

$$\{i v_H \frac{rs}{\lambda} \psi_{m,p,q}, s - \frac{k_1}{2} w_H (-i \frac{mr}{\mu \lambda} \psi_{m,p,q}, s\}$$

$$+ \frac{i}{2} \frac{r}{\lambda} \psi_{m,p} (\psi_{s-1,q+1}^{+\psi} s+1, q-1)) \} v_1 v_H \frac{\partial}{\partial v_1}$$

$$- i \frac{k_1 v_E}{\omega} \frac{qr}{v \lambda} \psi_{m,p,q}, s \} v_1 v_H \frac{\partial}{\partial v''}$$

expriment l'effet de la vitesse, perturbé par le champ H.F., avec laquelle se déplacent les charges formant le courant $\vec{J}$. Généralement, les deux premiers tenseurs sont dominants. Dans notre approximation, le tenseur diélectrique $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k)$ ne possède pas exactement les symétries habituelles. Ceci est dû au caractère approximatif de la solution (4.3) de l'équation des caractéristiques.

Dans les expressions des termes du $Q_{i,j}$, nous avons noté

$$\Psi_{\gamma, \delta}^{\alpha, \beta} = J_{\alpha}' J_{\beta}' J_{\gamma} J_{\delta}, \quad J_l = J_l(\mu), \quad J_m = J_m(\mu), \quad J_p = J_p(v),$$

$$J_q = J_q(v), \quad J_r = J_r(\lambda), \quad J_s = J_s(\lambda)$$

$$v_E = - \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{E_{\sim}}{\omega_{c\alpha} \pm \Omega}, \quad v_{\parallel} = \frac{\pm \omega_{c\alpha}}{\omega_{c\alpha} \pm \Omega} \frac{H_{\sim}}{H_0},$$

$$w_E = v_E + v_{\parallel} v_H, \quad w_H = \frac{v_E v_H}{\omega}, \quad w_{\parallel} = v_H + \frac{k_{\parallel} v_E}{\omega}.$$

A P P E N D I C E I I I

Au Chapitre 1, la composante électrique $\vec{E}^{\sim}$ du champ H.F. était négligée dans la dérivation de la fonction f_{α}^1 . Dans le domaine de l'interaction entre le champ H.F. et le plasma, le champ H.F. est défini par (2.1) et la perturbation f_{α}^1 correspondante par (2.4). Une comparaison entre les expressions (2.4) et (1.2) montre que l'expression (1.2) est valide quand les conditions suivantes sont satisfaites (pour $\frac{\partial}{\partial \vec{r}} H_0 = 0$) :

$$|v_{E,\alpha}| \ll v_{th\alpha} \qquad v_{E,\alpha} = \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{E^{\sim}}{\Omega}$$

$$\frac{k_{\perp} |v_{D\alpha}|}{\Omega} \ll 1$$

$$|k_{\parallel} v_{th\alpha} - \omega| \gg k_{\perp} |v_{D\alpha}|$$

où $v_{D\alpha}$ est la vitesse de dérive, définie par (2.1).

Dans le cas où le gradient de la composante électrique est faible, l'influence de la composante électrique se manifeste essentiellement dans l'argument des fonctions de Bessel

$$J_0^2 \left(\frac{k_{\perp}}{\Omega} v_{th\alpha} \frac{H^{\sim}}{H_0} - \frac{k_{\parallel}}{\Omega} v_{E,\alpha} \right)$$

Notons que dans le champ H.F. purement électrique dans l'approximation dipolaire

$$\vec{E}^{\sim} = \vec{e}_z E^{\sim} \quad , \quad \frac{\partial E^{\sim}}{\partial \vec{r}} = 0$$

le multiplicateur $J_0^2(v v_{\parallel})$ dans les expressions du Paragraphe 1 est remplacé par

$$J_0^2 \left(\frac{k_{\parallel}}{\Omega} v_{E,\alpha} \right) .$$

L'argument $\frac{k_{\parallel}}{\Omega} v_{E,\alpha}$ reste pour $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$ petit. L'effet stabilisant de la composante $\vec{E}^{\sim}$ est relativement faible car la vitesse $v_{E,\alpha}$ ne peut pas dépasser la vitesse sonore

$$|v_{E,\alpha}| \ll \sqrt{\frac{T_e}{m_i}}$$

Autrement les instabilités ioniques-acoustiques sont excitées.

B I B L I O G R A P H I E

1. BERKOWITZ J., GRAD H., RUBIN H.
Proceedings of the 2nd Intern. Conf. on the Peaceful
Uses of Atomic Energy. Geneva 31, 187 (1958).
2. BUTLER J.W., HATCH A.J., ULRICH A.J.
Proceedings of the 2nd Intern. Conf. on the Peaceful
Uses of Atomic Energy. Geneva 32, 325 (1958).
3. TAYLER R.J.
Report A.E.R.E. T/R 2263 (1957).
4. CLAUSER M.V., WEIBEL E.S.
Proceedings of the 2nd International Conference
on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva 32,
161 (1958).
5. WEIBEL E.S.
Physics of Fluids 3, 946 (1960).
6. OSOVETS S.M.
Zhurn. Eksp. I Teor. Fiz. 39, 311 (1960)
7. VOLKOV T.F., KADOMTSEV B.B.
Atomnaya Energia 13, 429 (1962).
8. TROYON F.
Physics of Fluids 10, 2660 (1967).
9. RIBE F.C., ROSENFELD N.B.
Physics of Fluids 11, 2035 (1968).

10. ORLINSKI D.V., OSOVETS S.M., SINITSIN V.I.
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion
Research, IAEA, Vienna, 2, 313 (1966).
11. ANDELFINGER C., LEHNER G.
Report IPP 1/77 (1968).
12. TEICHMANN J.
Beiträge aus der Plasmaphysik 5, 13 (1965).
13. MOTZ H., WATSON C.J.H.
Advances in Electronics and Electron Physics
23, 153 (1967).
14. TEICHMANN J.
Nuclear Fusion 5, 107 (1965).
15. FAINBERG Ja.B., SHAPIRO V.D.
Zhurn. Eksp., Teor. Fiz. 52, 293 (1967).
16. DOBROVOLNY M., ENGELMANN F., LEVINE A.M.
Plasma Physics 11, 973 (1969).
17. LEPECHINSKY D., ROLLAND P.
Report EUR-CEA-FC-521 (1969).
18. OKAMOTO M., AMANO T., KITAO K.
Journ. Phys. Soc. Japan 29, 1041 (1970).
19. NISHIDA Y., TANIBAYASHI M., ISHII K.
Phys. Rev. Letters 24, 1001 (1970).
20. SAMAIN A.
Nuclear Fusion 9, 80 (1969).

21. GUTKIN T.T., BOLESLAVSKAYA G.I.
Nuclear Fusion 11, 167 (1971).
22. ALIEV Yu.M., SILIN V.P.
Zhurn. Eksp. I Teor. Fiz. 48, 901 (1965).
23. SILIN V.P.
Zhurn. Eksp. I Teor. Fiz. 48, 1679 (1965).
24. IVANOV A.A., RUDAKOV L.I., TEICHMANN J.
Zhurn. Eksp. I Teor. Fiz. 53, 1832 (1967).
25. IVANOV A.A., RUDAKOV L.I., TEICHMANN J.
Zhurn. Eksp. I Teor. Fiz. 54, 1380 (1968).
26. TEICHMANN J.
Colloque Intern. Interactions des Champs H.F.
avec Plasma, 31, Saclay (1968).
27. POST R.F., ROSENBLUTH M.N.
Physics of Fluids, 9, 730 (1966).
28. TEICHMANN J.
Physics Letters, 26.A, 328 (1968).
29. TEICHMANN J.
Czech. J. Phys. B.10, 722 (1960).
30. TEICHMANN J.
Physics Letters, 32.A, 47 (1970).
31. TEICHMANN J.
Report ICTP, Trieste, IC/70/84 (1970)
Plasma Physics. Sous presse.

32. FRIED B.D., CONTE S.D.
The Plasma Dispersion Function, New-York, Academic Press (1961).
33. COPPI B., FURTH H.P., ROSENBLUTH M.N., SAGDEEV R.F.
Phys. Rev. Letters, 37, 1377 (1960).
34. TEICHMANN J.
Physics Letters, 29.A, 66 (1969).
35. IVANOV A.A., TEICHMANN J.
Czech J. Phys. B.19, 941 (1969).
36. LEPECHINSKY D., ROLLAND P., TEICHMANN J.
Symposium on Feedback and Dynamic Control of Plasmas. Princeton (1970).
37. LEPECHINSKY D., ROLLAND P., TEICHMANN J.
Report EUR-CEA-FC-581 (1971)
Nuclear Fusion 11, 297 (1971).
38. MUSHELISHVILI N.I.
Singular Integral Equations. Noordhoff. Groningen (1953).
39. PENROSE O.
Physics of Fluids 3, 258 (1960).
40. TEICHMANN J.
Physics Letters. Sous publication.
41. TEICHMANN J.
³rd Intern. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics 63, Utrecht (1969).

42. IVANOV A.A., MURAVEV V.F.
Zhurn. Eksp. I Teor. Fiz. 59, 254 (1970).
43. AAMODT R.E.
Plasma Physics 9, 573 (1967).
44. TEICHMANN J., IVANOV A.A., KRLÍN L.
Report ICTP, Trieste, 16/70/67 (1970)
Plasma Physics, 13, 415 (1971).
45. TEICHMANN J.
10th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases
Oxford (1971).
46. TEICHMANN J.
Colloque National de Physique des Plasmas, Evian
(1971).
47. ARTSIMOVICH L.L., IVANOV A.A., RUSANOV V.D., SOBOLEV S.S.,
TEICHMANN J.
Physics Letters, 27.A, 573 (1968).
48. IVANOV A.A., KAZAKOV Ju.B., LUKIANCHUK A.N., RUSANOV V.D.,
SOBOLEV S.S., TEICHMANN J.
Pisma Zhurn. Eksp. I Teor. Fiz. 9, 356 (1969).
49. DUBOVOI L.V., DJATLOV V.D.
3rd Intern. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy
and Therm. Reactions. Novosibirsk (1968).
50. ALCOCK M.W., KEEN B.E.
Symposium on Feedback and Dynamic Control of
Plasmas. Princeton (1970).

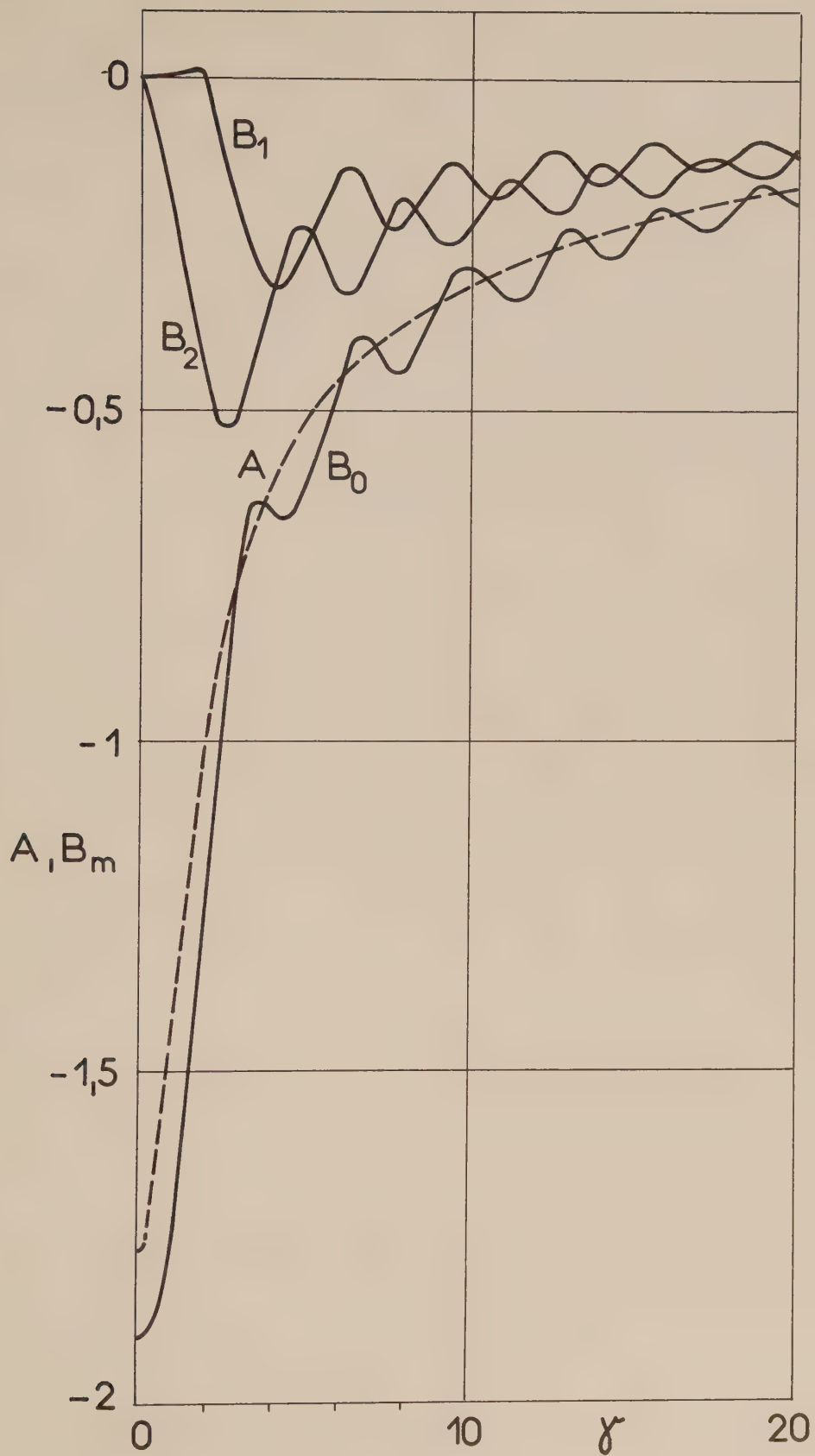


Fig. 1

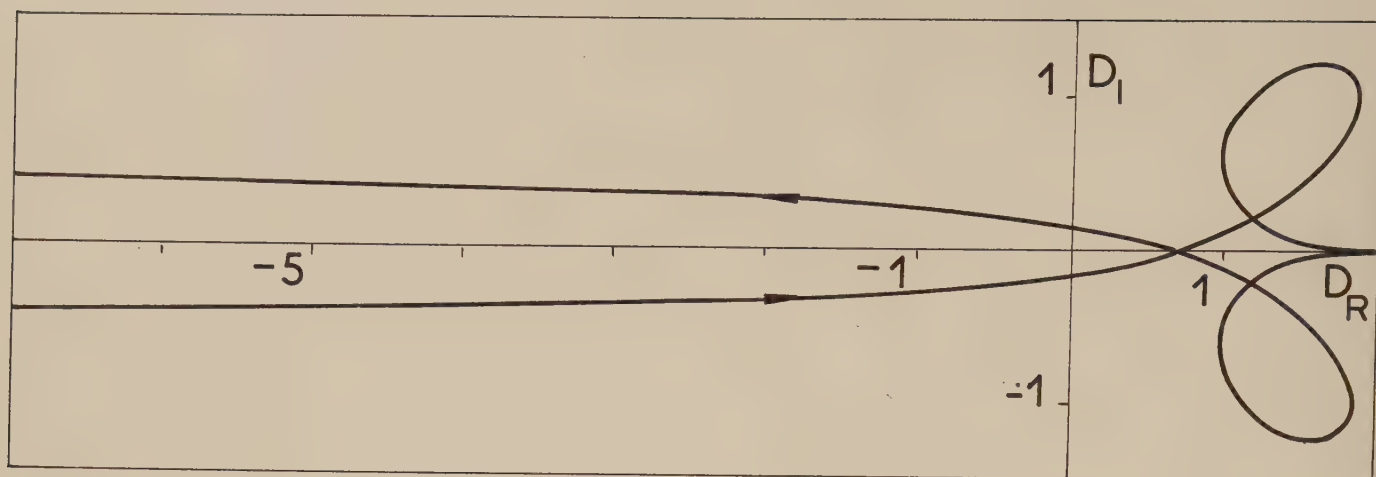


Fig. 3

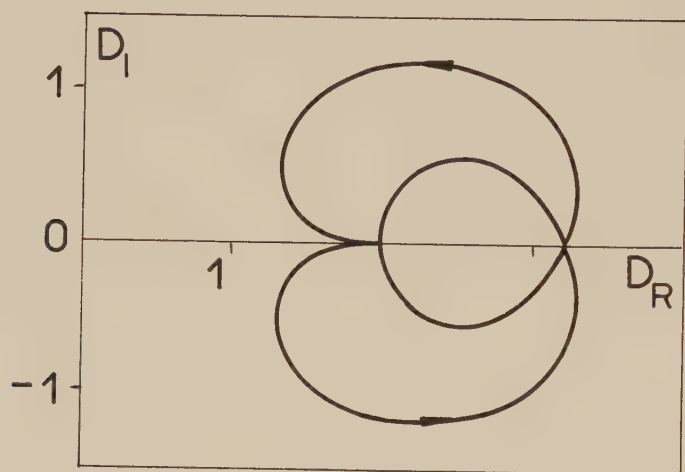


Fig. 4

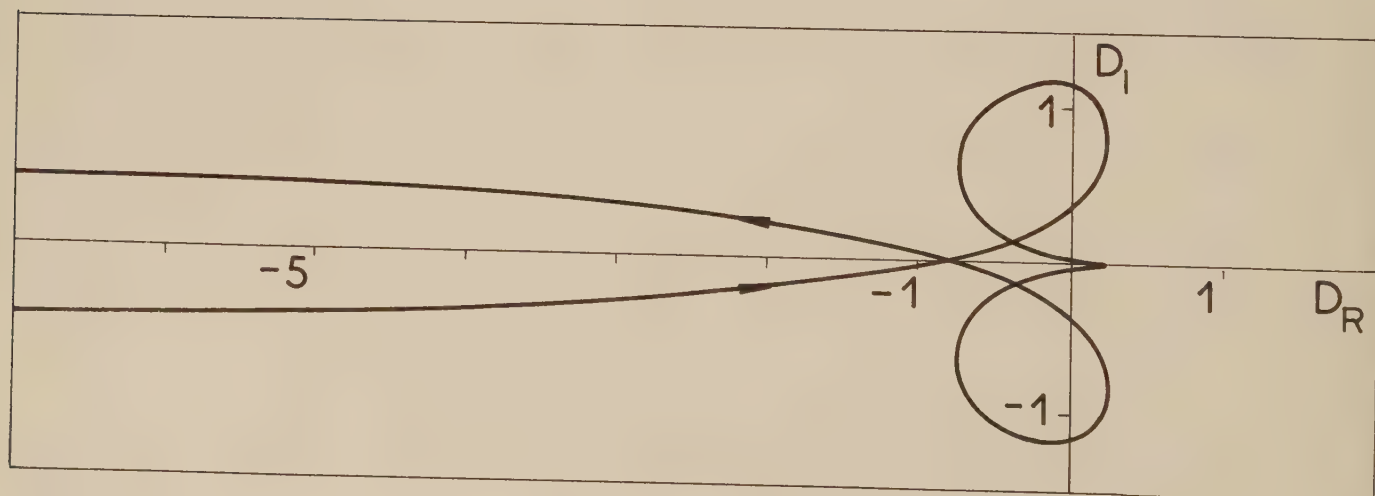


Fig. 5

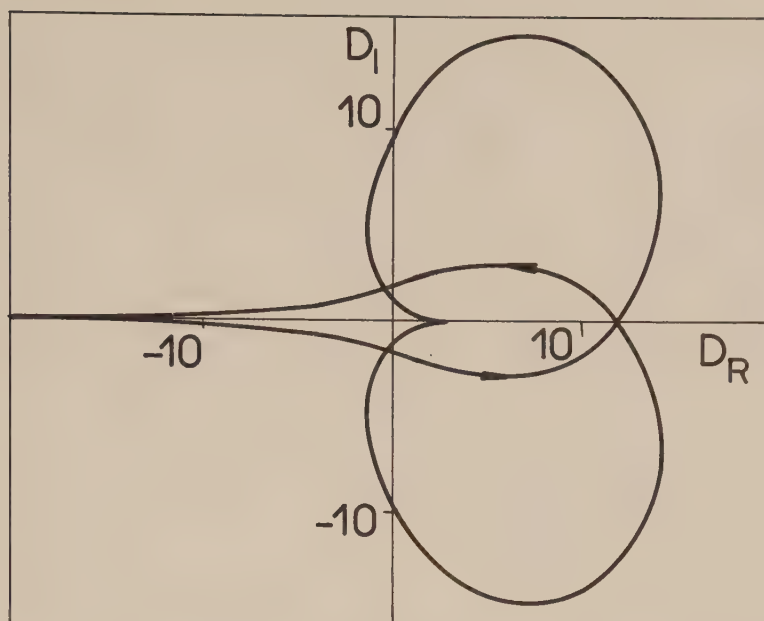


Fig. 6

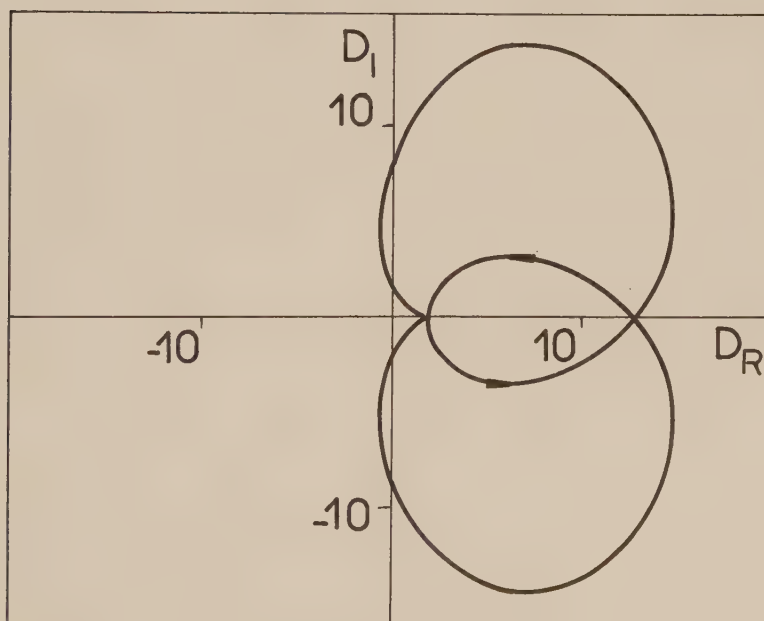


Fig. 7

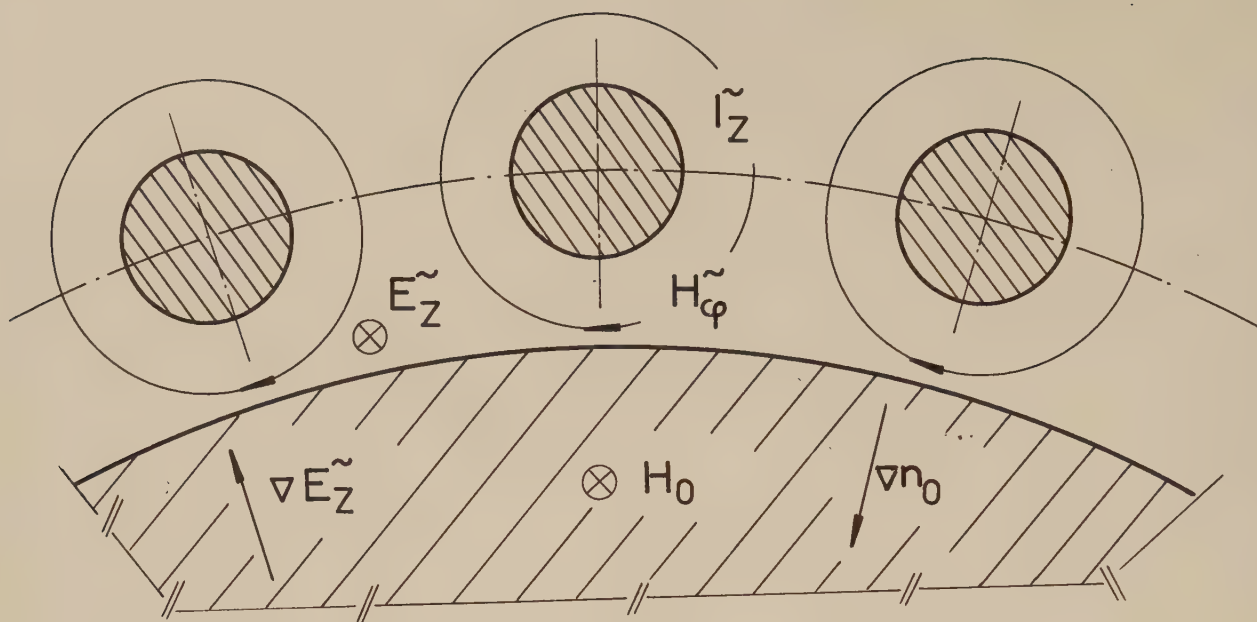


Fig. 2

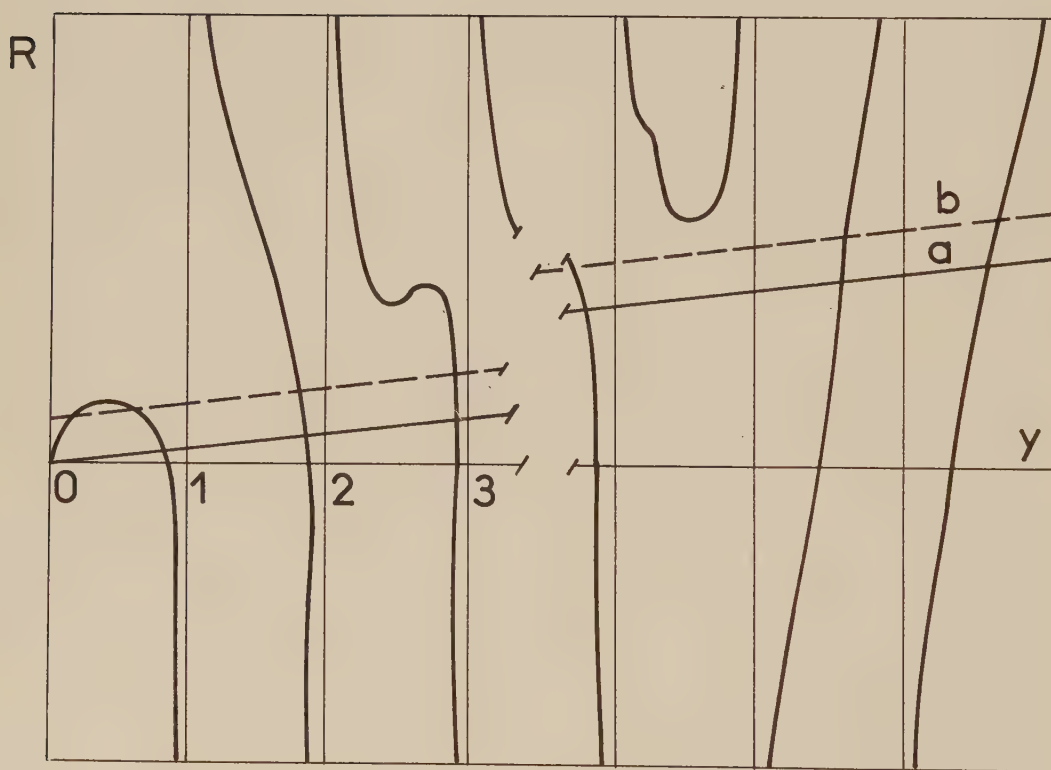


Fig. 8

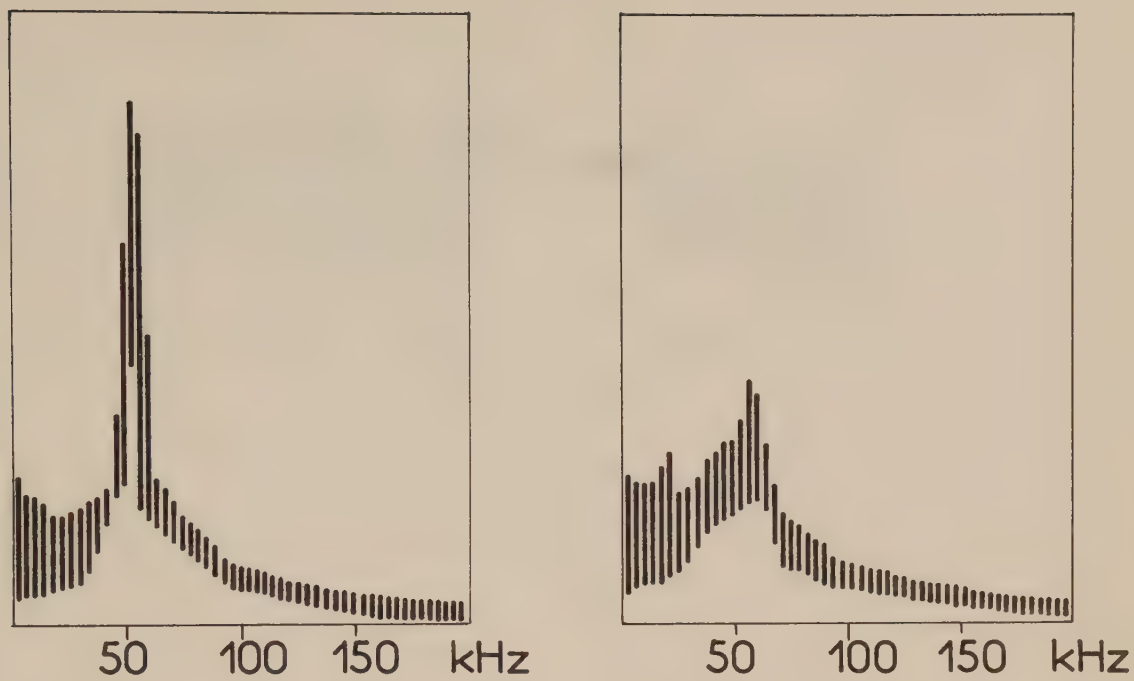


Fig. 9

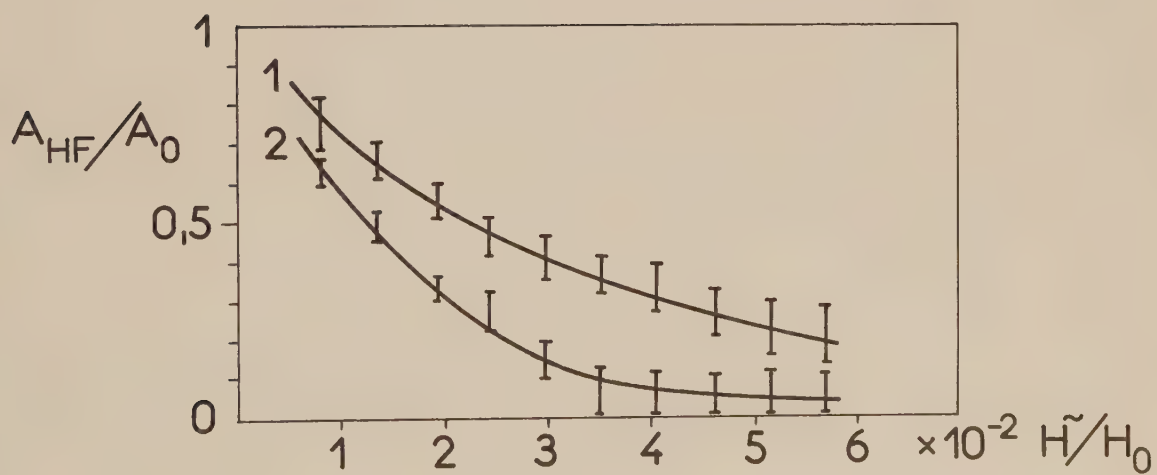


Fig. 10

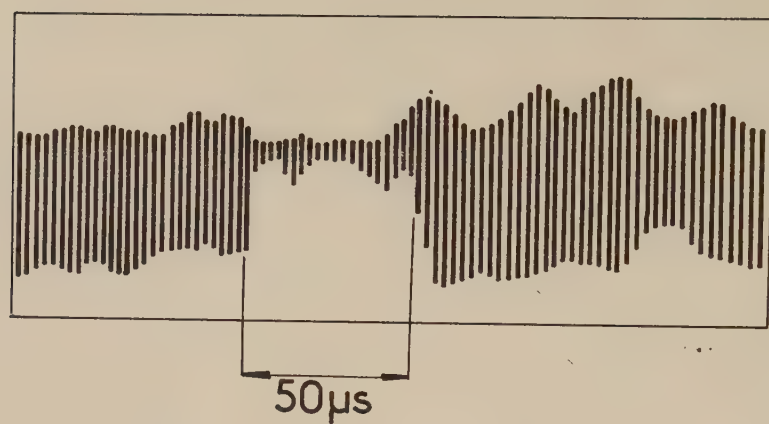


Fig. 11

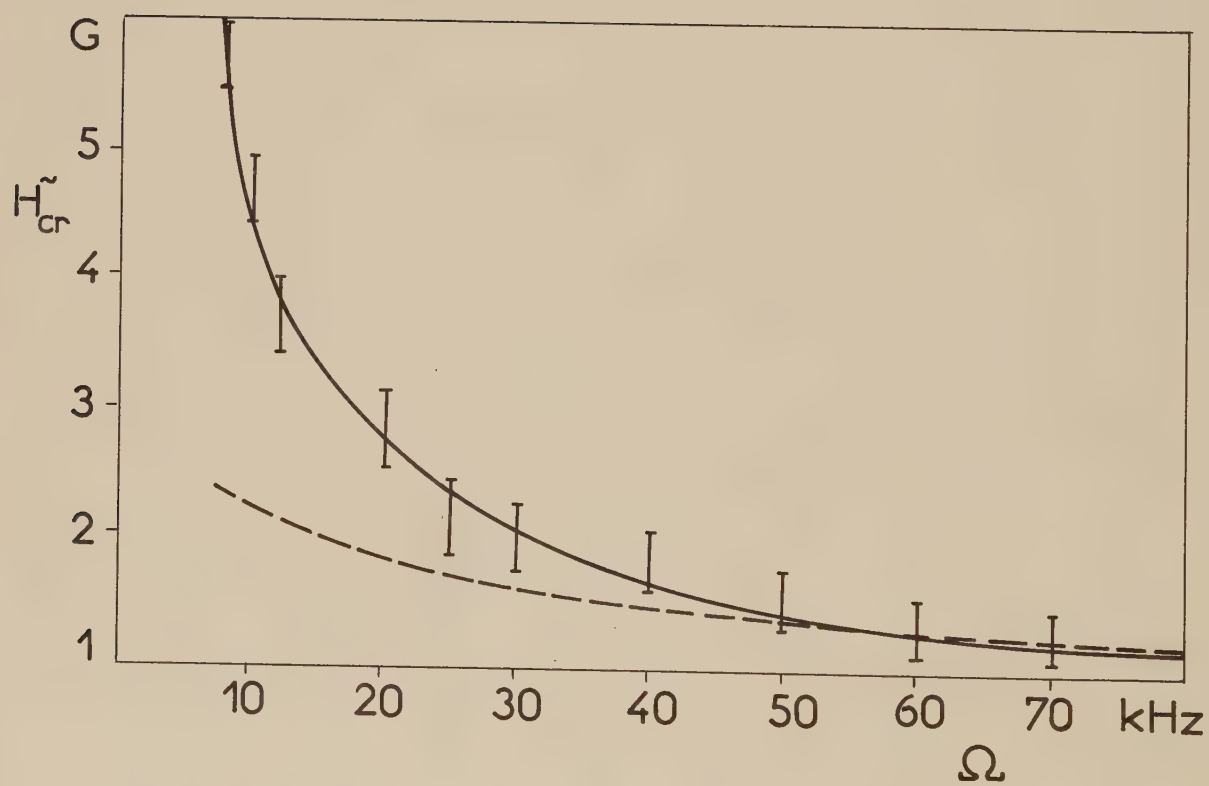


Fig. 12

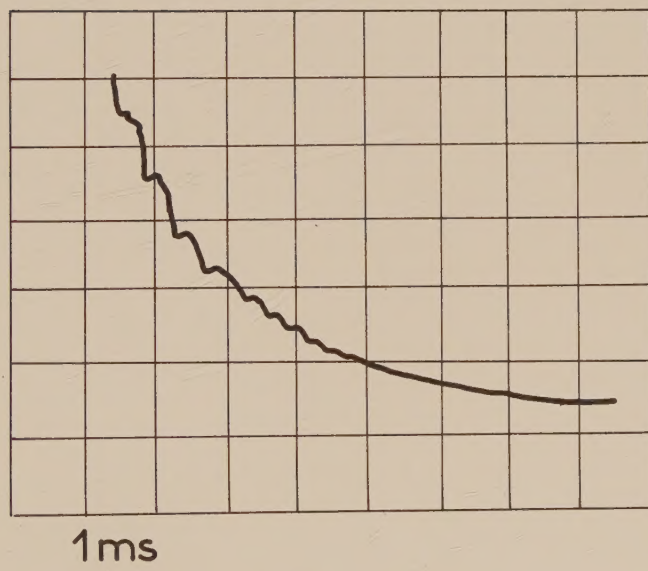
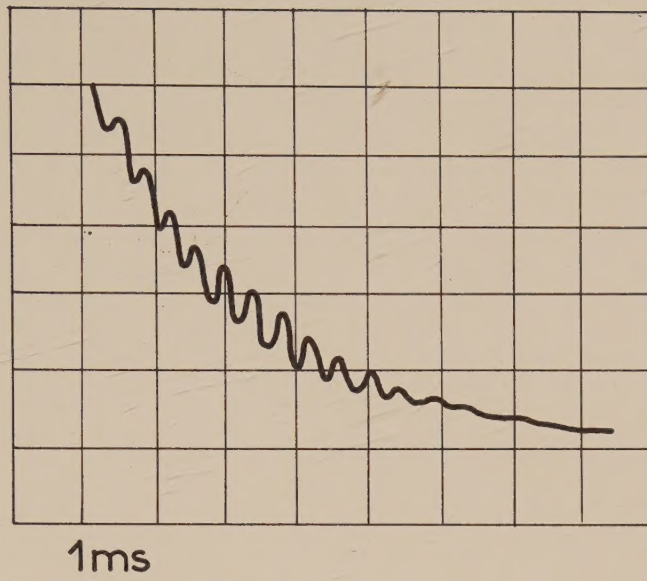


Fig. 13

